534
K83u5
REMOTE STORAGE

14. *Die Wellensirene; von Rudolph König.*

Die Wellensirene ist, wie bekannt, ein Apparat, welcher den Zweck hat, in der Luft eine Schwingungsbewegung von beliebiger Form dadurch zu erzeugen, dass eine diese Bewegung darstellende Curve, welche am Rande eines Metallstreifens aufgeschnitten ist, vor einer anblasenden Windspalte vorbeigeht und diese somit ihren Ordinaten entsprechend periodisch verkürzt und verlängert. Ein aus bestimmten harmonischen Tönen bestehender Klang kann also vermittels dieser Methode entweder dadurch erzeugt werden, dass man die Zusammensetzung der diesen harmonischen Tönen zukommenden Sinuscurven ausführt und gegen die auf solche Weise entstandene Wellencurve durch die Windspalte bläst, oder indem man gleichzeitig jeden der harmonischen Töne gesondert für sich durch das Anblasen der ihm zukommenden Sinuscurve hervorruft. [1])

Wenn man diese Methode anwendet, um den Zusammenklang zweier Töne zu erzeugen, so findet man, wie ich früher beschrieben [2]), dass bei diesem dann ganz dieselben Erscheinungen auftreten, als beim gleichen Zusammenklang zweier Stimmgabeltöne. Ich habe auch gezeigt, dass der Einfluss der Phasendifferenz der harmonischen Töne auf die Klangfarbe, wie er aus den Erscheinungen beim Zusammklang zweier Stimmgabeln logisch hervorgeht, mit der Wellensirene sich ebenfalls nachweisen lässt. [3])

Dieses waren Resultate nach welchen schon allein der Methode ein gewisser Nutzen und eine beträchtliche Leistungsfähigkeit nicht mehr abgesprochen werden konnte, aber trotzdem wäre es noch nicht möglich gewesen durch sie die Grenzen dieser letzteren zu bestimmen und festzustellen, wie weit man in die Treue der Uebertragung der Curven in Luftschwingungen

1) Wied. Ann. **12.** p. 344. 1881, **14.** p. 378. 1881; Quelques Exp. p. 157 u. 226.

2) Wied. Ann. **12.** p. 345. 1881; Quelques Exp. p. 158.

3) Wied. Ann. **12.** p. 378. 1881; Quelques Exp. p. ~~378.~~ *226.*

55279

Vertrauen setzen könne. Für Experimente deren Ergebnisse nicht schon vorher durch andere, genauer bekannte Mittel erlangt worden waren, hatte ich daher bis jetzt die Wellensirene auch nur bei meinen Untersuchungen „Ueber Klänge mit ungleichförmigen Wellen“ [1]), geglaubt unbedingt anwenden zu dürfen, weil es sich bei diesen nicht sowohl um die ganz treue Wiedergabe bestimmter Wellenformen handelte, als vielmehr nur um die Umgestaltungen, welche die aufeinanderfolgenden Wellen in ihrer Form erlitten. Damit das Princip der Wellensirene, nach einer genaueren Erkenntniss desselben, nun aber auch in anderen Fällen möchte angewendet werden können, habe ich in Folgendem untersucht in wie weit die theoretischen Bedingungen, auf welche dieses Princip gegründet ist, sich in Wirklichkeit erfüllen lassen, und in welcher Weise die verschiedenen materiellen Abweichungen von diesen theoretischen Bedingungen die Resultate der Experimente beeinflussen. —

Bei den meisten folgenden Experimenten bediente ich mich eines Rotationsapparates mit zwei Axen auf welche die Scheiben, an deren Rändern die Wellencurven ausgeschnitten sind, aufgesetzt werden können. (Fig. 1.)

Unter der oberen Scheibe befinden sich, concentrisch zu ihrer Axe, zwei halbkreisförmige Windladen, jede mit vier um 45 Grade voneinander abstehenden Röhren, auf welchen verschiedene Reihen von Windspalten und von Windröhren, oder auch schliessende Deckel, sich nach Belieben aufsetzen lassen. Die vier Röhren auf jeder der beiden Windladen können vermittels sie umschliessender Zahnringe und einer Zahnstange gleichzeitig durch eine seitlich angebrachte Kurbel um einen beliebigen Winkel zwischen den Grenzen von $\pm 60^0$ gedreht werden, welcher auf einer getheilten Platte abzulesen ist. Eine besondere Vorrichtung gestattet jede der beiden Zahnstangen, und somit den Neigungswinkel der Spalten, nicht nur in jeder Stellung bleibend festzustellen, um jede Verrückung während der Experimente unmöglich zu machen, sondern auch ihre Bewegung nach beiden Richtungen hin fest zu begrenzen, um ganz plötzlich von einer dieser äussersten

1) R. König, Wied. Ann. **39.** p. 403. 1890.

Stellungen zur anderen übergehen zu können, ohne sie zu überschreiten. Die obere Windlade ist vermittels einer Kurbel mit Zahnrad zur Axe cnncentrisch um 135° verschiebbar, und ihre

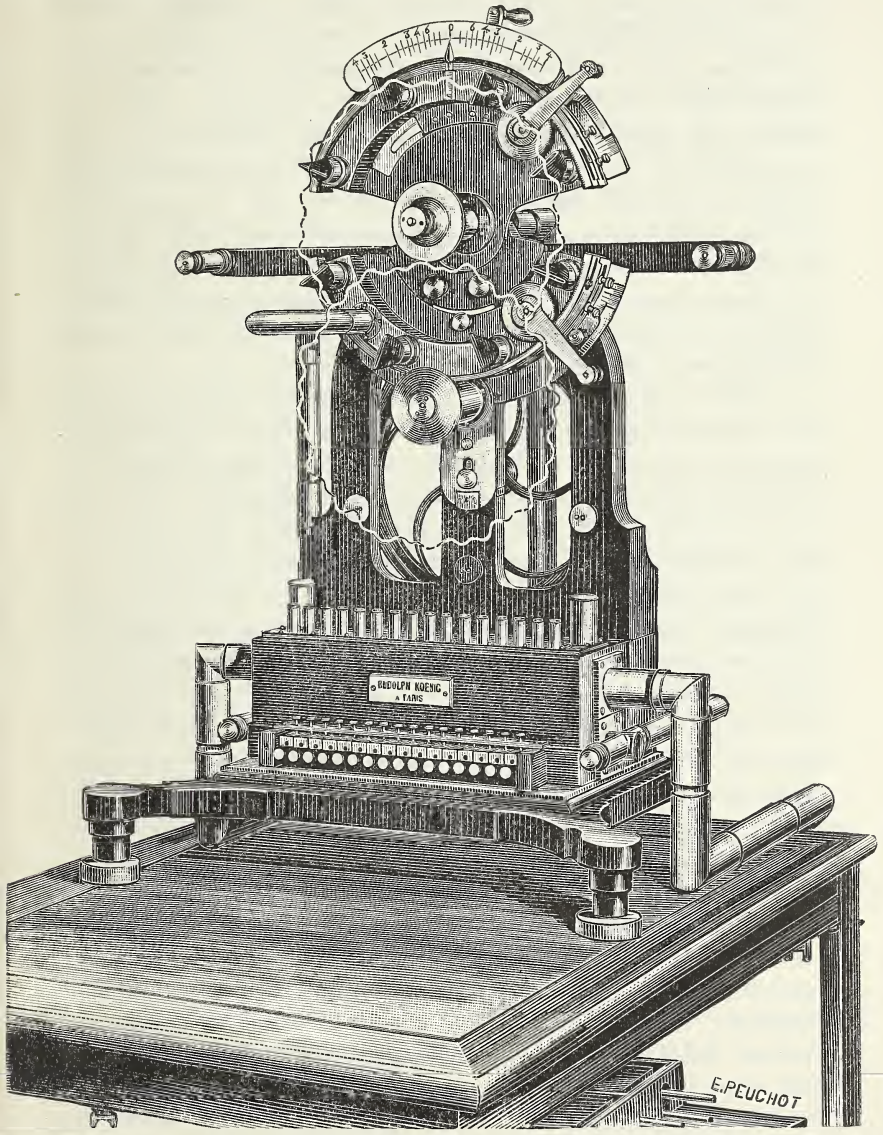

Fig. 1.

jedesmalige Stellung wird durch einen an ihr befestigten Zeiger auf einer Platte angegeben, auf welcher die Unterabtheilungen von $^1/_8$ der Peripherie des Kreises eingravirt sind, und an denen die Zahlen stehen, durch welche $^1/_8$ dividirt werden muss, um den Theil der Peripherie zwischen 0 und der betreffenden Zahl, oder zwischen zwei gleichen Zahlen auf derselben Seite von 0, anzugeben. Steht der Zeiger auf 0, so haben alle acht Spalten gleiche Abstände voneinander, wird er aber z. B. auf 2 eingestellt, so sind die vier Spalten der oberen Windlade gegen die der unteren um $^1/_{16}$ der Peripherie verschoben. Durch diese Anordnung wird es also möglich Scheiben, deren Curvenzahl acht oder ein Vielfaches von acht ist, sowohl mit acht Spalten zugleich ohne Phasendifferenz anzublasen, wie auch durch zwei Reihen von vier Spalten, mit jeder beliebigen Phasendifferenz.

Die untere Windlade kann losgeschraubt und concentrisch zur unteren Axe befestigt werden, wenn man zwei Scheiben zugleich benutzen will, besonders um ihre beiden Klänge abwechselnd angegeben miteinander zu vergleichen. Für den Zusammenklang der Klänge zweier Scheiben ist jedoch in den meisten Fällen diese Anordnung nicht zweckmässig, da sich ein ganz isochroner Gang der beiden Axen nur durch Zahnräder erreichen lässt, welche wegen ihres störenden Geräusches besser vermieden werden. Für das gleichzeitige Anblasen zweier Scheiben dient daher zweckmässiger ein Aufsatz für die obere Axe, welcher gestattet, die beiden Scheiben auf ihr in 14 cm. Entfernungen voneinander aufzusetzen. Eine besondere Vorrichtung gestattet auch bei dieser Anordnung unter der vorderen Scheibe die untere Windlade mit ihren vier Spalten anzubringen.

Es scheint mir überflüssig, den Apparat noch genauer mit allen seinen Einzelheiten zu beschreiben, besonders da er nicht für die Experimente mit der Wellensirene allein eingerichtet ist, um welche es sich im Folgenden ausschliesslich handelt, und ich will daher nur noch bemerken, dass die beiden halbkreisförmigen Windladen durch Röhrenleitungen mit einer grossen Windlade verbunden sind, an deren beiden Seiten sich die Schieber befinden, welche dem Winde den Weg zu ihnen öffnen oder verschliessen. Diese grosse Wind-

lade selbst, empfängt den Wind aus einem unter dem Apparate befindlichen Blasebalg von 1 m Länge und 0,75 m Breite, durch zwei Zuleitungsröhren von 0,04 m Durchmesser.

I. Die Mittel der Tonerzeugung bei der Wellensirene.

1. Der anblasende Luftstrom.

Bei der gewöhnlichen Löchersirene werden bekanntlich während des Schliessens und Oeffnens der Löcher ganz ausserordentlich starke Druckveränderungen in der Luftmasse des Windkastens erzeugt, welche sogar durch die Windzuleitungsröhren bis in die Luftmasse des Blasebalgs zurückwirken, und man weiss, welche grosse Störungen diese Druckveränderungen beim Zusammenklang der Töne bewirken, die durch das gleichzeitige Anblasen mehrerer Löcherkreise auf der Scheibe und aus dem gleichen Windkasten erzeugt werden. Es fragt sich also hiernach, ob bei der Wellensirene ähnliche Verhältnisse stattfinden, besonders da bei dieser eine constante Ausflussgeschwindigkeit der Luft aus der Windspalte zu den ersten theoretischen Bedingungen gehört, welche erfüllt werden müssen, wenn sie ihrem Zwecke soll entsprechen können.

Bei der Löchersirene laufen die Löcherscheiben so dicht parallel über die Platte mit den Anblaseöffnungen, dass immer, wenn die anzublasenden Löcher sich nicht über den anblasenden befinden, der Luft fast jedes Ausströmen versagt ist, und man begreift, dass, wenn bei der Wellensirene, ohne dabei andere Uebelstände herbeizuziehen, die Wellencurven in einer genügenden Entfernung von der Windspalte angeblasen werden könnten, um der comprimirten Luft einen continuirlichen Ausfluss zu gestatten, damit schon jedenfalls ein Hauptgrund der Druckveränderungen im Zuleitungsrohre fortgeschafft sein würde. Es war aber nöthig, zuerst die Form der aus der Spalte frei heraustretenden Luftlamellen zu untersuchen.

a) Die Form der Luftlamelle.

Bläst man durch eine Spalte, welche nicht in einer dünnen Metallplatte ausgeschnitten sein darf, sondern durch 3—4 mm breite parallele Wände gebildet wird, einen Luftstrom unter etwa 12 cm Wasserdruck, während man in diesen durch eine seitliche Röhre etwas Talkpulver hineinschüttet, so sieht man,

dass es bei seinem Austritt aus der Spalte eine der Spaltenbreite gleich dicke Lamelle bildet, welche nach etwa 10 mm noch keine Erweiterung wahrnehmen lässt, und darauf bis zur Entfernung von etwa 20 mm von der Spalte, ihre Dicke ungefähr verdoppelt. Hierauf erweitert sich dann die Lamelle mehr und mehr, während ihre beiden Begrenzungsflächen immer weniger scharf gezeichnet erscheinen und sie sich schliesslich in eine Wolke auflöst. Auf der Strecke in der Röhre der Spalte, auf welcher die Luftlamelle sich durch ihre Seitenflächen ganz scharf begrenzt zeigt, bemerkt man neben diesen Seitenflächen noch einen nur ganz schwach mit Staub gesättigten schmalen Raum, der sich ebenso wie die Lamelle selbst mit der Entfernung von der Spalte erweitert. Dieser wird offenbar nicht durch die aus der Spalte austretende Luft gebildet, sondern vielmehr durch die von dem Luftstrome mitgerissene äussere Luft, welche bei der Reibung mit diesem ein wenig von dem reichlich in ihm enthaltenen Staube angenommen hat.

Eine scharfe Begrenzung behält übrigens die Luftlamelle auch noch in weiterer Entfernung von der Spalte bei, als das Verhalten des Talkstaubes dieses sollte erwarten lassen denn wenn man sie gegen die schmale Kante eines Brettchens, wie gegen die Oberlippe einer Orgelpfeife richtet, während man sie oder die Kante, parallel zu sich selbst hin- und herbewegt, so entsteht bei jedem Heraustreten der Kante aus der Luftlamelle ein kurzes trockenes Geräusch, wie ein Schlag, auch selbst noch wenn die Entfernung der Kante von der Spalte schon 50 mm beträgt, was deutlich anzeigt, dass auch hier der Luftstrom seine Begrenzung noch immer nicht verloren hat.

Hiernach kann man also die ausgeschnittene Curve mindestens noch in einer Entfernung von 10 mm vor der Luftspalte vorbeigleiten lassen, ohne dass sie darum durch eine merklich breitere Luftlamelle als die Spalte selbst, angeblasen werden würde, und selbst bei einer Entfernung von 20 mm, würde die Curve noch von einer zwar etwa um das Doppelte breiteren, aber darum doch nicht weniger scharf begrenzten Luftlamelle getroffen werden.

Um den Druck des Luftstromes in den verschiedenen Ent-

fernungen von der Spalte zu messen, wurde die Luftlamelle gegen die Oeffnung einer Röhre von 5 mm Durchmesser gerichtet, welche mit einem Manometer versehen war. Wenn der Rand der Röhre die Spalte fast berührte, zeigte dieses einen Wasserdruck von ungefähr 80 mm an, und bei der Entfernung von der Spalte von 10, 20 und 30 mm ziemlich genau entsprechend, 60, 40 und 20 mm. Die ganze Länge der hierbei angewendeten Spalte betrug 24 mm, ihre Breite 1 mm und der Druck, unter welchem durch sie hindurchgeblasen wurde, 120 mm.

b) Die Druckverhältnisse der Luft im Zuleitungsrohre.

Die vergleichende Untersuchung der Druckveränderungen der Luft im Zuleitungsrohre bei der Wellensirene und einer mehrstimmigen Löchersirene lässt sich am besten vermittelst einer manometrischen Flamme ausführen, welche man jedoch so einrichten muss, dass nicht der Druck der comprimirten Luft selbst, sondern nur die Veränderungen dieses Druckes auf sie wirken können. Man muss zu diesem Zwecke zwischen der manometrischen Kapsel und der Luft in der Zuleitungsröhre noch einen Hohlraum einschalten, welcher in seiner der Kapsel gegenüberliegenden Wand eine grössere, mit einer stärkeren Membran überspannte Oeffnung trägt und dessen Inneres durch einen Hahn mit der äusseren Luft in Verbindung gesetzt oder von ihr abgeschlossen werden kann. Comprimirt man nun die Luft in der Zuleitungsröhre bis zu 120 mm Wasserdruck, während die Luft des Hohlraumes mit der äusseren Luft in Verbindung steht, so wird die starke Membran in diesen hineingewölbt, ohne dass dieses auf die Membran der manometrischen Kapsel eine fortgesetzte Wirkung äussern kann, weil die Luft des Hohlraumes nach einer ganz momentanen Compression sofort wieder zu ihrer gewöhnlichen Dichtigkeit zurückkehrt, und schliesst man darauf den Hahn, so befindet sich also dann zwischen den beiden Membranen eine abgeschlossene Luftmasse von gewöhnlicher Dichtigkeit, welche alle Druckveränderungen, die vor der starken Membran wirken, sofort auf die der manometrischen Kapsel überträgt. Eine solche Vorrichtung (Fig. 2) bringt man am besten am Ende einer kurzen Röhre an, welche selbst unter rechtem

Winkel in die Mitte einer Röhre von gleichem Durchmesser mündet, deren beide freie Enden gestatten, sie bequem in die Zuleitungsröhre zwischen dem Blasebalg und der Sirene einzuschalten.

Vor der Doppelsirene angebracht, etwa 0,80 m von ihren Windkästen entfernt, zeigt die manometrische Flamme im drehenden Spiegel beim Oeffnen der vier Löcherkreise des Accords 4, 5, 6, 8 Flammenbilder, welche ganz scharf gezeichnet sind und 3—4 cm tiefe Einschnitte haben, während die Flamme in ungefähr gleicher Entfernung vor der unteren Windlade der oben beschriebenen Wellensirene eingeschaltet, beim Anblasen der Accordcurve durch vier Windspalten, selbst wenn die Scheibe vor dieser so nahe rotirt, dass sie dieselben nur gerade nicht berührt, bloss verschwommene Flammenbilder von geringer Höhe sehen lässt. Entfernt man darauf durch untergelegte Metall- oder Kartenblätter die Wellenscheibe mehr und mehr von den Windspalten, so verringert sich diese schon an und für sich nur geringe Deutlichkeit der Flammenbilder so schnell, dass schon bei einer Entfernung von 3 mm die Flamme fast gar keine Rückwirkung der periodischen Ausströmungen auf den Druck der zuströmenden Luft mehr anzeigten. Auch Versuche mit noch anderen Wellenscheiben gaben durchaus dieselben Resultate.

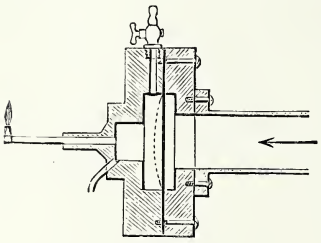

Fig. 2.

Beiläufig ist hier noch zu bemerken, dass die Flamme, wenn die Rückwirkung der Pulsation aufgehört hat bemerkbar zu sein, darum doch im Spiegel keinen von einer ganz geraden Linie begrenzten Lichtstreifen zeigt, sondern immer einige Schwankungen des Luftdruckes erkennen lässt, welche im Blasebalg selbst entstehen, jedoch mit den periodischen Ausströmungen der Luft nichts weiter zu thun haben, da sie auch fortbestehen, wenn die Scheibe in Ruhe ist und die Luft durch die Spalten ohne jede tonerzeugende Wirkung ausströmt.

Da die anblasende Luftlamelle nach ihrem Austritt aus der Spalte noch über 10 mm hinaus weder ihre Breite noch

die Schärfe ihrer Begrenzung in irgend merklicher Weise verändert, aber schon eine Entfernung der Wellencurven von der Windspalte von nur 3 mm hinreicht, um jede Rückwirkung der periodischen Veränderungen in der Breite der Lamelle auf die Ausflussgeschwindigkeit aufzuheben, so wird es natürlich immer leicht sein, die Experimente so anzuordnen, dass während ihrer Dauer die Ausflussgeschwindigkeit der Luft constant bleiben muss.

c) Die Anstauungen der Luft vor den vollen Theilen der ausgeschnittenen Curven.

Ferner ist nun zu untersuchen, wie sich eine solche unter constantem Druck ausströmende Luftlamelle verhalten wird, wenn, wie beim Anblasen von Wellencurven, Hindernisse plötzlich vor sie hintreten und wieder vor ihr verschwinden.

Wenn ein Theil der Luftlamelle gegen eine entgegenstehende Fläche prallt, so muss dadurch die sie bildende Luft natürlich die Kraft, durch welche sie vorwärts getrieben wurde, verlieren, und folglich unfähig werden, sich nach der Entfernung des Hindernisses wieder ausschliesslich in derselben Richtung wie zuvor zu bewegen, es würde also in solchem Falle nur eine nach allen Seiten hin gleiche Ausdehnung, welche auf ihre Compression folgen müsste, denkbar sein, wobei natürlich bloss ein äusserst geringer Theil in der Richtung des Luftstromes wirksam werden könnte. Diese Compression selbst dürfte aber auch schwerlich jemals beträchtlich werden können, da die Luft bei ihrem Anprallen durch nichts verhindert wird, sich sofort nach beiden Seiten hin zu verlieren. Es ist also schon hiernach wenig wahrscheinlich, dass diese problematischen Anstauungen der Luft die treue Uebertragung der Curven in Luftschwingungen merklich sollten beeinflussen können, und wird dadurch noch unwahrscheinlicher, dass man die Entfernung der Windspalte von der ausgeschnittenen Curve selbst in ziemlich weiten Grenzen verändern kann, ohne dadurch eine bemerkliche Veränderung des Klanges zu bewirken. Es ist aber klar, dass bei sehr verschiedenen Entfernungen zwischen der Spalte und der Curve auch sehr verschieden starke Anstauungen entstehen müssen, und wenn also sehr grosse und sehr kleine Anstauungen keinen

Unterschied in ihren Wirkungen wahrnehmen lassen, so geht daraus hervor, dass diese Wirkung auch überhaupt nicht gross sein könne.

Um aber direct beobachten zu können, was von derlei Luftanstauungen und ihrem Einflusse überhaupt existiren mag, muss man sie von der Wirkung der Luftlamelle selbst isoliren, was sich folgendermaassen ausführen lässt. Auf einer Scheibe sind zwischen der Peripherie und einem concentrischen Kreise 16 durch radiale Seiten begrenzte gleiche Oeffnungen von 20 mm mittlerer Breite ausgeschnitten (Fig. 3), vor denen eine Luftspalte, welche zu dem durch ihre Mitte gehenden Radius senkrecht ist, parallel zu sich selbst verschoben werden kann. Hat nun die Spalte beim Anblasen eine solche Stellung, dass, während sie sich vor einem Ausschnitte befindet, auf ihren beiden Seiten freie Luft ist (*a*). so erhält man die combinirte Wirkung der Luftlamelle und der, während die Spalte sich vor der vollen Fläche der Scheibe befand, neben ihr auf beiden Seiten aufgestauten Luft, und hört dann natürlich einen Ton, kommt aber die Luftspalte bei ihrer Verschiebung in die Lage, bei der sie sich gerade dicht hinter den unteren Rändern der Oeffnungen, am concentrischen Kreise befindet (*b*), so wirkt dann nicht mehr die Luftlamelle selbst, sondern nur die auf der äusseren Seite von ihr angestaute Luft, und man hört unter solchen Umständen, die Spalte mag dabei der Scheibe so nahe sein, dass sie dieselbe fast berührt, oder auch mehrere Millimeter weit von ihr abstehen, den Ton spurlos verschwinden, was wieder die vollständige Wirkungslosigkeit dieser imaginären Luftanstauungen beweist.

Fig. 3.

Noch ein anderes Experiment, welches ich angestellt, um mir über die etwaige Wirkung von Luftanstauungen bei der Wellensirene klar zu werden, war folgendes: Man weiss, dass ein Grundton, begleitet von einer Reihe harmonischer Töne mit regelmässig abnehmenden Amplituden, einen bedeutend lauteren und schärferen Klang bildet, wenn unter allen Tönen die Phasencoincidenz von $^1/_4$, als wenn unter ihnen die von $^3/_4$ besteht, und dass die diesen beiden Klängen entsprechenden

Curven (Fig. 4 a und b) zu einander im Verhältniss der Ordinatenumkehrung stehen. Unter solchen Umständen bleibt eine anblasende Spalte länger und mehr verdeckt, wenn die ausgeschnittene Curve des ersten Klanges (*a*), als wenn die des zweiten (*b*) vor ihr vorbeigleitet, sodass die Luftanstauungen im ersten Falle stärker als im zweiten sein müssten, und man also vermuthen könnte, dass hierin, wenigstens zum Theil, der Grund der beträchtlichen Verschiedenheit beider Klänge zu suchen sei. Die vollständige Unhaltbarkeit einer solchen Ansicht zeigt sich aber sofort, wenn man eine Scheibe anbläst, an deren Rande Curven des schwächeren und sanfteren Klanges (*b*) in der Weise ausgeschnitten sind, dass sich zwischen einem Absteigen und einem Aufsteigen jeder Curve immer eine gerade Strecke eingeschaltet befindet (*c*), sodass die Spalte nun wieder vor dem vollen Theile dieser neuen Curve ebenso lange als vor dem vollen Theile der Curve *a* vorübergeht. Würden Explosionen von Luftanstauungen die Schärfe dieses letzteren Klanges bewirken, so müsste der Klang der neuen Curve *c* nun natürlich ebenso scharf geworden sein oder doch wenigstens schärfer, als er zuvor bei Curve *b* war, er ist aber in Wirklichkeit nicht nur nicht schärfer geworden, sondern sogar noch beträchtlich sanfter, weil offenbar die ursprüngliche Curve mit der eingeschalteten geraden Strecke zusammen die Wellencurve eines sanfteren Klanges ist, der Einfluss der vermutheten Luftanstauungen aber, wenn ein solcher wirklich existiren sollte, unter der Grenze der Wahrnehmbarkeit bleibt.

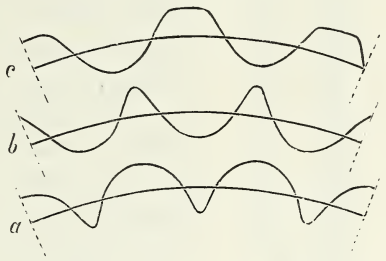

Fig. 4.

d) Die Luftwirbel an den Rändern der ausgeschnittenen Curven.

Schliesslich erfordert jetzt auch noch eine besondere Betrachtung das Verhalten der Luftlamelle an der Stelle, wo sie über den Rand der Wellencurve fortbläst. Wenn die angeblasene Curve sich im Ruhezustande befindet, so entstehen

an dieser Wirbelbewegungen, die nicht die geringste tonerzeugende Wirkung haben. Gleitet die Curve darauf vor der Spalte vorbei, so oscillirt der Punkt, an dem die Wirbelbewegungen entstehen, dann auf und ab, und um zu sehen, ob diese auch unter solchen Umständen tonlos bleiben, muss man sie für sich allein und gesondert von der Wirkung der periodischen Längenveränderungen der Spalte untersuchen und zu diesem Zwecke also den Punkt an einer Kante, über welchen ein Theil einer Luftlamelle bläst, oscilliren lassen, ohne dabei Veränderungen der Spaltenlänge zu bewirken.

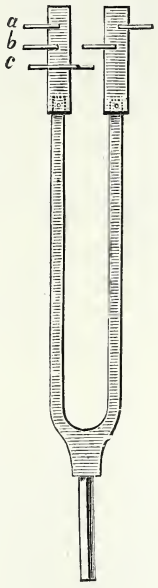

Fig. 5.

Wenn man an den Zinken einer electrisch bewegten Stimmgabel zwei dünne Metallplatten befestigt (Fig. 5) und gegen eine dieser Platten durch eine Windspalte bläst, welche vor ihr so befestigt ist, dass im Ruhezustande der Gabel ein Theil ihrer Länge über den seitlichen Rand der Platte hinausreicht, so wird beim Vibriren nicht nur die Brechungsstelle der Luftlamelle an diesem Rande hin- und herbewegt, sondern auch die offene Spaltenlänge periodisch verändert wie bei der Wellensirene, und es entsteht hierbei dann, wie natürlich, ein Ton, welcher die Intensität des Stimmgabeltones verstärkt, und der noch stärker wird, wenn man zugleich auch gegen die entgegengesetzte Kante der zweiten Platte eine gleiche Luftlamelle richtet (*a*). Bläst man jedoch die beiden Platten zugleich vor ihren gleichen Kanten an (*b*), wobei sich die Summe der beiden wirksamen Spaltenlängen beim Vibriren der Gabel nicht mehr verändert, während die Wirbel an den Kanten aber fortbestehen, so bemerkt man keine Verstärkung des Stimmgabeltones. Bläst man gegen die eine Platte durch eine Spalte, welche länger als die Breite dieser Platte zusammen mit der Schwingungsamplitude ist (*c*), so hört man beim Schwingen der Gabel auch wieder eine Verstärkung ihres Tones, wenn die Platte nur ein Ende der Spalte verdeckt und somit den offenen Theil derselben periodisch verlängert und

verkürzt, aber durchaus gar keine Tonwirkung des Luftstromes, wenn die Spalte die Breite der Platte auf beiden Seiten überragt, sodass die Summe dieser beiden Spaltenenden immer dieselbe bleibt, während die Wirbel an beiden Kanten fortbestehen.

In den hier angegebenen Fällen wurden Wirbelbewegungen immer an zwei Stellen zugleich erzeugt, welche eine entgegengesetzte Rotationsrichtung haben und somit ihre tonerzeugende Wirkung gegenseitig aufheben könnten; ich habe aber auch noch eine einzelne Wirbelbewegung mit oscillirendem Ausgangspunkte dadurch hergestellt, dass ich in die Canäle einer electrischen Stimmgabel, mit der Länge nach durchbohrten Zinken, zwei Röhren mit Spaltenenden einsetzte, durch welche beim Vibriren der Gabel gegen ruhende Platten oder auch gegen Platten, welche, wie die Spalten selbst, von den Gabelenden getragen wurden (Fig. 6), geblasen werden konnte. Auch mit dieser Vorrichtung erhielt ich in allen Fällen, in denen keine periodische Veränderungen der totalen wirksamen Spalte stattfanden, man mochte nur eine oder beide Spalten anwenden, keinen Ton, wogegen ein solcher bei jeder Disposition, bei welcher eine periodische Veränderung der Spaltenlänge entstand, sich beobachten liess.

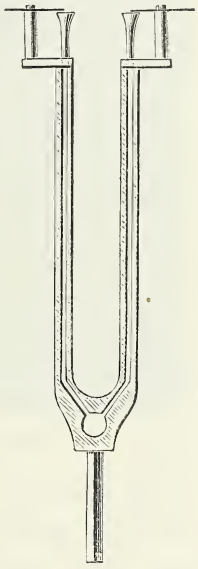

Fig. 6.

Bei allen diesen Experimenten war die tonerzeugende Wirkung der periodischen Längenveränderungen der Spalte, wegen ihrer Kleinheit, obgleich deutlich, doch immer nur schwach, und ihre Beobachtung ausserdem noch sehr erschwert durch den zugleich bestehenden weit stärkeren Ton der Stimmgabel selbst, ich habe daher auch versucht, mit der Wellensirene ebenfalls Wirbelbewegungen ohne Veränderung der Spaltenlänge und bei einer beträchtlich weiteren Amplitude ihres oscillirenden Ausgangspunktes herzustellen. Zu diesem Zwecke wurden auf zwei concentrischen Kreisen eine gleiche Anzahl Sinuscurven von derselben Amplitude und ohne Phasen-

differenz aufgezeichnet und dann aus der Platte ausgeschnitten, und der auf diese Weise erhaltene Ring (Fig. 7), auf einer Reihe von Stützen in genügender Entfernung über einer Scheibe befestigt, welche auf den Rotationsapparat so aufgesetzt werden konnte, dass während der Drehung die beiden entgegengesetzten Curvenreihen vor einer Luftspalte vorbeiliefen, welche die äusseren und inneren Ränder des Ringes gleichmässig weit überragten. Es wurde also hierbei der eine offene Theil der Windspalte immer nur um ebensoviel verkürzt, als der andere verlängert, weshalb beim Anblasen auch so gut wie gar kein Ton entstand. Von den Wirbeln war aber auch unter diesen Umständen weiter nichts wahrzunehmen, als ein Luftgeräusch ohne jeden Toncharakter.

Fig. 7.

2. Die Luftspalte.

a) Die Breite der Luftspalte.

Man kann eine Spalte von beliebiger Breite immer wie aus einer Reihe unendlich schmaler Spalten zusammengesetzt betrachten. Die beiden äussersten Grenzspalten allein, würden beim gleichzeitigen Anblasen von Sinuscurven mit den Phasendifferenzen von 0 bis $^1/_2$, natürlich Schwingungsbewegungen mit Amplituden von 2 bis 0 erzeugen, entfernt man jedoch die beiden äussersten Spalten weiter und weiter voneinander, indem man zugleich den Zwischenraum zwischen beiden sich öffnen lässt, so ist es dann gerade so als ob immer mehr und mehr Spalten von gleicher Breite hinzutreten würden, sodass also dann, während einerseits die durch die beiden äussersten Spalten erzeugte Amplitude abnimmt, die ganze Amplitude durch die hinzukommenden Spalten vergrössert wird.

Man erhält ein deutliches Bild des ganzen Vorganges, wenn man eine Reihe von gleichen Sinuscurven nacheinander mit der Phasendifferenz aufeinander überträgt, welche man für die Breite der ursprünglichen Spalte im Verhältniss zur Länge der Wellencurve angenommen hat. In Fig. 8, ist für die Breite der Grundspalte $^1/_{40}$ der Curvenlänge vorausgesetzt, und sind vierzig gleiche Sinuscurven nacheinander mit der

Phasendifferenz von $^1/_{40}$ aufeinander übertragen. Man ersieht aus derselben, dass die Amplitude mit der Breite der Spalte

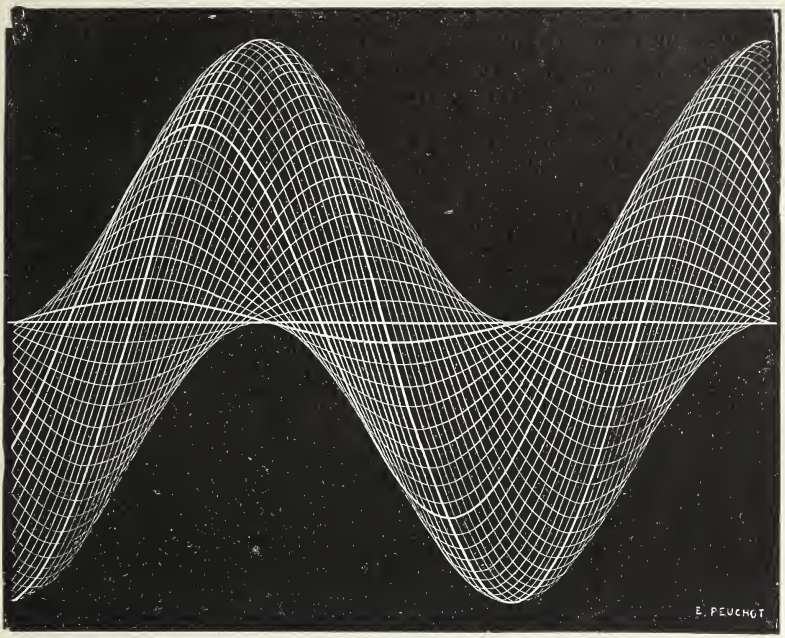

Fig. 8.

beständig wächst, bis diese zwanzig vierzigstel, oder die Hälfte der Curvenlänge erreicht hat, und dann wieder abnimmt, bis die Breite der Spalte der ganzen Länge der Curve gleich, und sie selbst $= 0$ geworden ist. Das Gesetz nach welchem die Zunahme und die Abnahme der Amplitude vor sich geht, entspricht selbst auch wieder dem der Sinuscurve, wie sich das ohne Schwierigkeit nachweisen lässt, sodass im gegenwärtigen Falle also die relativen Amplituden, welche durch die ersten, zweiten, etc. 40 Spaltenbreiten erzeugt werden, den Sinus der Winkel von $4^1/_2{}^0$, 9^0, $13^1/_2{}^0 \ldots$ 180^0, entsprechen.

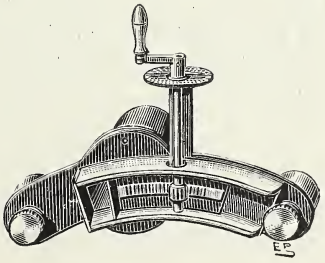

Fig. 9.

Um die Resultate dieser theoretischen Betrachtungen einer experimentellen Prüfung zu unterwerfen, wende ich eine Windspalte mit veränderlicher Breite an, Fig. 9. Die Länge dieser Spalte beträgt 26 mm, und ihre beiden Seitenwände können vermittels einer Zahnstange mit Zahnrad um etwas mehr als 12 Grade, und um einen mittleren Abstand von 40 mm voneinander entfernt werden. Auf der Axe des Zahnrades ist ein Zeiger befestigt, welcher auf einer in 40 Theile getheilten Kreisscheibe die jedesmalige mittlere Breite der Spalte in Millimetern angibt. Der Durchmesser der Windröhre, über welcher sich die Spalte öffnet, beträgt gegen 50 mm.

Wenn man durch diese Spalte, während man ihre Breite von 0 bis zu 40 mm erweitert, eine Scheibe von 24 Sinuscurven, jede von 50,6 mm Länge, anblässt, Fig. 10, so hört man den Ton bis zur Spaltenbreite von 25,3 mm (*a*), mächtig anschwellen,

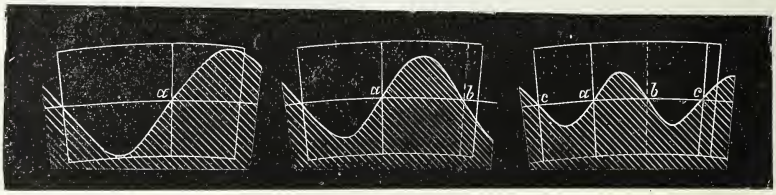

Fig. 10. Fig. 11. Fig. 12.

und darauf wieder an Intensität abnehmen. Ersetzt man diese Scheibe durch eine andere mit 32 Sinuscurven von 38 mm Länge, Fig. 11, so kann man an dieser nach dem Maximum der Intensität bei der Spaltenbreite von 19 mm (*a*), dann auch ihr Minimum bei der Spaltenbreite von 38 mm (*b*), beobachten. Mit 48 Sinuscurven von 25,2 mm Länge, Fig. 12, erhält man zwei Intensitätsmaxima bei den Spaltenbreiten von 12,7 und 38 mm, (*a* und *c*), welche gleich $^1/_2$ und $1^1/_2$ der Curvenlänge sind, und ein Minimum der Intensität zwischen beiden, bei der Spaltenbreite von 25,3 mm (*b*), die gleich einer ganzen Curvenlänge ist. Bei einer Scheibe endlich mit 64 Sinuscurven von 19 mm Länge, kann die Spalte bis zur doppelten Curvenlänge erweitert werden, wo sie dann bei 9,5 mm und 28,5 mm Breite zwei Maxima, bei 19 mm und 38 mm, zwei Minima der Intensität hören lässt.

Der Unterschied zwischen der grössten und der geringsten Intensität ist bei allen diesen Experimenten so sehr beträchtlich, dass durch sie die vollständigste Uebereinstimmung zwischen den beobachteten Erscheinungen, und den Resultaten der theoretischen Betrachtungen, zweifellos erwiesen wird.

Dieses Gesetz, nach welchem die Amplitude mit der Spaltenbreite sich ändert, wird für den Grundton gewöhnlich von keiner besonderen Bedeutung sein, da meistens die Breite des Spalts im Verhältniss zur ganzen Curvenlänge nur so klein ist, dass die Amplitude praktisch wie proportional der Spaltenbreite betrachtet werden kann, denn in der That, ist die Amplitude bei der Spaltenbreite von $^1/_{40}$ gleich 1, so ist sie bei den Spaltenbreiten von $^1/_{20}$, $^3/_{40}$, $^1/_{10}$, entsprechend = 1,988; 2,975; 3,926, wofür man wohl, ohne dabei einen grossen Fehler zu begehen, die Werthe 2, 3, 4, setzen kann. Anders verhält es sich dagegen mit Klängen, weil bei diesen die Spaltenbreite im Verhältniss zur Curvenlänge, für die harmonischen Töne wie deren Ordnungszahl wächst, und somit ein für den Grundton nur schmaler Spalt für einen höheren Oberton eine Breite haben kann, welche schon einen beträchtlichen Theil der ihm entsprechenden Curvenlänge ausmacht. Die Veränderung, welche die Amplitude eines harmonischen Tones im Verhältniss zur Amplitude der ihn darstellenden Curve erleidet, hängt also sowohl von seiner Ordnungszahl ab, wie auch von dem Verhältniss der Breite des Spalts zur ganzen Curvenlänge.

Wie schon oben angegeben, verändert sich die Amplitude eines und desselben Tones mit der Spaltenbreite, wenn diese von 0 bis zu einer ganzen Länge der Curve dieses Tones, oder auch von einer Anzahl Curvenlängen desselben bis zu noch einer Curvenlänge mehr fortschreitet, immer nach dem Gesetze der Sinuscurve, und ist folglich vor einer Curve von der Länge l, für die Spaltenbreiten a/l, $2a/l$, $3a/l \ldots =$ $\sin a/l \,.\, 180^0$, $\sin 2a/l \,.\, 180^0$, $\sin 3a/l \,.\, 180^0 \ldots$, welche Werthe also für die harmonischen Töne mit ihren Ordnungzahlen multiplicirt werden müssen. —

Auch diese theoretischen Ergebnisse lassen sich wieder vermittels der Windspalte mit veränderlicher Breite prüfen. —

Blässt man durch dieselbe, indem man wieder ihre Breite immer von 0 bis zu 40 mm erweitert, gegen 16 Curven des

Octavenintervalles, Fig. 13, bei denen die Curvenlänge für die Schwingungen des Grundtones 76 mm, für die der Octaven 38 mm beträgt, und gelangt zu der Breite von 19 mm, (Fig. 13a), so ist diese dann für den Grundton $= {}^1/_4$ seiner Curvenlänge, aber $= {}^1/_2$ der Curvenlänge der Octaven, wo diese also das Maximum ihrer Amplitude erreicht haben muss, und man hört auch wirklich dann sehr deutlich, dass ihre Intensität die des Grundtones überwiegt. Noch auffallender tritt aber die verschiedene Wirkung der Breite des Spalts auf die beiden Töne hervor, wenn man zur Spaltenbreite von 38 mm gelangt (Fig. 13b), bei welcher sie $= {}^1/_2$ der Curvenlänge des Grundtones und gleich einer ganzen Curvenlänge der Octave ist. Der Grundton ist in diesem Falle mächtig stark geworden, während die

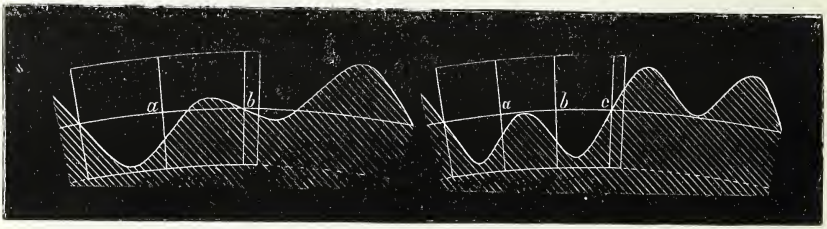

Fig. 13. Fig. 14.

Octaven bei ihrem Intensitätsminimum angelangt, fast garnicht mehr gehört wird.

Eine Scheibe mit 16 Curven für das Intervall 1 : 3 (Fig. 14), mit Curvenlängen für den Grundton von 76 mm, und für die Duodecime von 25,3 mm, lässt bei der Spaltenbreite von 12,7 mm (Fig. 14a), den Ton 3, mit seinem Intensitätsmaximum sehr viel stärker als den Grundton hören. Bei der Spaltenbreite von 25,3 mm (Fig. 14b), ist der Grundton stärker geworden, der Ton 3 aber so gut wie ganz verschwunden. Ist die Spaltenbreite 38 mm geworden (Fig. 14c), und somit $= {}^1/_2$ der Curvenlänge des Grundtones, und $= 1{}^1/_2$ der Curvenlänge der Duodecime, so haben beide Töne zugleich ihre Intensitätsmaxima erreicht.

Eine Scheibe mit acht Curven für den Accord 4 : 5 : 6 : 8, mit den entsprechenden Curvenlängen für diese vier Töne, von 38 mm, 30,4 mm, 25,3 mm, 19 mm, gab folgende Resultate:

Für die Spaltenbreite von 19 mm, welche der halben Curvenlänge des Grundtones entspricht, trat dieser sehr stark hervor, und um so auffallender, als zugleich die Octave bei dieser Spaltenbreite, welche ihrer ganzen Curvenlänge gleich ist, fast ganz verschwand. Ebenso trat bei der Spaltenbreite 9,5 mm, auch die Octave sehr stark hervor, obgleich der Grundton in diesem Falle, wie natürlich, weit weniger verschwunden war, als im vorhergehenden die Octave. Bei den Spaltenbreiten zwischen 9,5 und 19,5 mm, vernahm man beständige Veränderungen in der ganzen Klangmasse, doch trat bei 15,2 mm und 12,7 mm, die Verstärkung der Töne 5 und 6, welche sich erwarten liess, nicht mehr deutlich hervor.

Schliesslich prüfte ich auch noch die Resultate, welche man beim Anblasen von 24 Curven mit 50,6 mm Länge erhält, die einem Klange entsprechen, in welchem der Grundton von der ganzen Reihe seiner harmonischen Töne mit regelmässig abnehmenden Amplituden begleitet ist. — Die halbe Curvenlänge des Grundtones beträgt hier 25,3 mm, und eine solche Spaltenbreite ist denn auch für jeden der harmonischen Töne gleich der seiner Ordnungszahl entsprechenden Anzahl halber ihm eigener Curvenlängen, woraus hervorgeht, dass alle ungeraden harmonischen Töne in diesem Falle ihre grösste, die geradezahligen dagegen ihre geringste Amplitude haben müssen. Bei der Spaltenbreite von 12,6 mm, welche $= 1/4$ der Curvenlänge des Grundtones ist, erreichen 2, 6, 10 ihre grösste, die Töne 4, 8 ihre kleinste Amplitude, während die Amplituden der anderen Töne zwischen den äussersten Grenzen liegen. Hiermit übereinstimmend hört man im ersten Falle einen mächtigen Klang mit stärkstem Grundtone, und im zweiten einen schwächeren, in welchem mehr die Octave hervortritt. Bei der Spaltenbreite von 8,4 mm, bei welcher der Ton 3 mit grösster Stärke gehört werden müsste, ist dieses Intensitätsmaximum schon schwer zu beobachten, jedoch wird es mitunter ganz plötzlich deutlich gehört.

Es ist wahrscheinlich, dass man hier, wie in vorhergehendem Falle bei dem Accord, in der Beobachtung der Wirkung der Spaltenbreite auf die Intensität der einzelnen Töne würde noch weiter gehen können, wenn man sie bei durchaus gleichmässiger Rotationsgeschwindigkeit der Scheiben, und somit ohne alle

Schwankungen der Tonhöhe anstellen möchte, aber auch so geht aus der Gesammtheit der hier beschriebenen Experimente schon die vollständige Uebereinstimmung der beobachteten Erscheinungen mit den Resultaten der theoretischen Betrachtungen hervor, und diese Uebereinstimmung gestattet nicht nur, sich von der Art und Grösse des störenden Einflusses der Spaltenbreite bei der Uebertragung der Curven in Luftschwingungen in jedem einzelnen Falle Rechenschaft geben zu können, sondern sie erlaubt auch das Mittel zu finden, durch welches ein derartiger störender Einfluss der Spaltenbreite vermieden werden kann, denn wenn die Amplituden der harmonischen Töne im Verhältniss zu den Amplituden ihrer Curven, mit ihrer Ordnungszahl nach einem genau bekannten Gesetze wachsen, so hat man bei der Construction der Curve eines Klanges, in welchem alle harmonischen Töne genau mit dem verlangten Amplituden auftreten sollen, nur die Amplituden der Sinuscurven dieser harmonischen Töne mit der nach diesem Gesetze zu berechnenden Correctur zu versehen. Dieses Gesetz selbst wird sich aber in den meisten Fällen auch noch ohne Nachtheil vereinfachen lassen, dann wählt man die Spaltenbreite nicht grösser als $^1/_{100}$ der Curvenlänge des Grundtones, so ist sie für den zehnten harmonischen Ton noch immer erst $^1/_{10}$ seiner Curvenlänge, und da, wie ich oben gezeigt, man für den praktischen Gebrauch, ohne dabei einen merklichen Fehler zu begehen, bis zur Spaltenbreite von $^1/_{10}$ der Curvenlänge annehmen kann, dass die Amplitude einfach im Verhältniss der Spaltenbreite wächst, so geht dann die Vergrösserung der relativen Amplitude der harmonischen Töne ebenfalls einfach im Verhältniss ihrer Ordnungszahlen vor sich, und man hat dann also nur die für sie gewünschten Amplituden durch ihre Ordnungszahlen zu dividiren, um die Amplituden der bei der Construction für sie anzuwendenden Sinuscurven zu erhalten.

b) Die Neigung der Luftspalte.

Was die Richtung der Windspalte anlangt, so muss dieser natürlich, wenn es sich um die genaue Uebertragung einer ausgeschnittenen Curve in Luftschwingungen handelt, durchaus vertical zu der Linie sein, auf welcher sie construirt ist, und also auch eine genau radiale Stellung haben, wenn diese Linie

einen Kreis bildet. In der That, gibt man der Spalte irgend eine Neigung, so wird sie nicht mehr entsprechend den Ordinaten dieser Curve verlängert und verkürzt, sondern wie die Geraden, welche parallel zur Spaltenneigung diese Curve schneiden, und es entsteht somit eine Luftbewegung, welche durch eine von der ursprünglichen ganz verschiedenen Curve dargestellt wird, deren Ordinaten diese Geraden sind.[1])

Man kann hiernach also mit ein und derselben Curve sehr verschiedene Klangfarben erzeugen, indem man der Windspalte verschiedene Neigungen gibt, und da man in jedem einzelnen Falle sich auch immer genau von der Curve Rechenschaft geben kann, welche dem auf solche Weise entstandenen Klange entspricht, so besitzt man in der Vergleichung solcher Klänge mit den Curven, denen sie der Theorie nach entsprechen müssten, ein ganz besonders vorzügliches Mittel, die Genauigkeit der Uebersetzung von Curven in Luftbewegungen durch die Wellensirene zu prüfen.

Ich habe schon früher gezeigt[2]), dass der einfache Ton, welchen man beim Anblasen einer Reihe von Sinuscurven erhält, durch die Neigung der Spalte in einen Klang verwandelt wird, der aus einem Grundton, begleitet von der ganzen Reihe der harmonischen Töne mit gleichmässig abnehmenden Amplituden besteht, welche bei der Neigung der Spalte in der Richtung der Bewegung der Curve die Phasenübereinstimmung von 0, und bei ihrer entgegengesetzten Neigung, die von $^1/_2$ haben. Von der normalen Stellung der Spalte bis zu ihrer grössten Neigung, bei welcher sie durch den Mittelpunkt des auf- oder absteigenden Theiles der Curve gehend, die beiden Hälften dieses Theiles tangirt, wächst sowohl die Schärfe jedes der beiden Klänge, wie auch der Unterschied zwischen ihnen, um aber nur überhaupt den Uebergang des einfachen Tones in einen Klang, und einen Unterschied zwischen beiden Klängen deutlich hervortreten zu lassen, reicht schon eine nur sehr geringe Abweichung der Spaltenstellung von der Normalen aus.

Bei einer Scheibe mit 8 Sinuscurven, die eine Länge von 152 mm und eine Amplitude von 38 mm haben, würde der grösstmögliche Neigungswinkel der Spalte 50^0 betragen, aber

1) König, Wied. Ann. **12.** p. 348. 1881.
2) König, Quelque Exp., p. 161 und 241.

schon bei 10° wird der Uebergang des einfachen Tones in einen Klang und die Verschiedenheit der beiden Klänge bei dieser Neigung der Spalte in den beiden Richtungen ganz deutlich. Hierbei ist die Amplitude der neuen, ihnen entsprechenden Curve um etwa 1 mm grösser geworden, und ihr Gipfel hat sich um etwa 6 mm von der Mitte entfernt, sodass nun die beiden Abscissenlängen, auf denen der wirksame Theil der anblasenden Spalte seine grösste Verlängerung, von 0 bis zu 39 mm abwechselnd erreicht und wieder verliert, oder umgekehrt, 82 und 70 mm betragen (Fig. 15).

Wenn die Sinuscurven bei der Länge von 152 mm eine Amplitude von nur 18,5 mm haben, vor denen sich die Spalte bis um 65° neigen kann, werden die beiden Klänge und der Unterschied zwischen ihnen, bei einem Neigungswinkel zwischen 10° und 15°, deutlich.

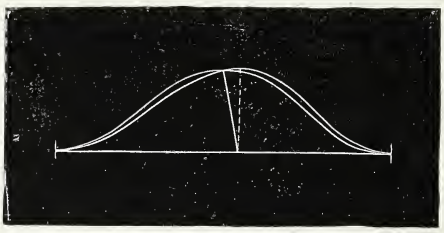

Fig. 15.

Bei Sinuscurven von der halben Länge mit Amplituden von 38 mm, 19 mm, 9,5 mm, welche entsprechend grösste Spaltenneigungen von 30°, 50°, 60° zulassen, sind hierzu Neigungswinkel von 5 bis 10°, 10 bis 15°, 15 bis 20° nöthig.

Im Durchschnitt scheint also $^1/_5$ oder auch selbst $^1/_6$ der jedesmaligen grösstmöglichen Spaltenneigung, welche die Sinuscurve zulässt, hinreichend zu sein, um die beschriebenen Wirkungen hervorzurufen, und auch die Vertauschung beider Klänge bei der Umkehr der Rotationsrichtung der Scheibe ganz deutlich hören zu lassen. Ist jedoch die Curve sehr flach, so muss man bis zu etwa $^1/_4$ der grössten Spaltenneigung gehen, um die Erscheinung gut beobachten zu können.

Vor Curven, welche aus einfachen Tönen gebildete Intervalle darstellen, bewirkt die Neigung der Spalte die Verwandlung jedes einzelnen dieser einfachen Töne in einen Klang, welcher alle Töne der harmonischen Reihe mit regelmässig abnehmenden Amplituden enthält, und deren Phasenverhältnisse zu ihrem Grundtone durch die Richtung der Spaltenneigung bedingt werden. Diese verschiedenen Phasenverhältnisse, zu-

sammen mit denen zwischen den primären Tönen, erzeugen sehr beträchtlich verschiedene Klangfarben, deren Charakter sich aber natürlich immer nur mehr oder weniger annähernd gut beschreiben lässt. Mit diesem Vorbehalt will ich sie als Beispiel, beim Octavenintervall angeben, wie man sie hört, wenn man die Beobachtungen bei gleicher Tonhöhe und gleichem Neigungswinkel der Spalte anstellt.

Die ersten vier der folgenden acht Klänge (Fig. 16), konnten

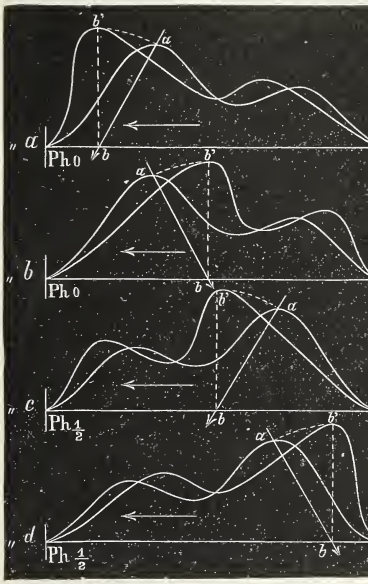

Fig. 16.

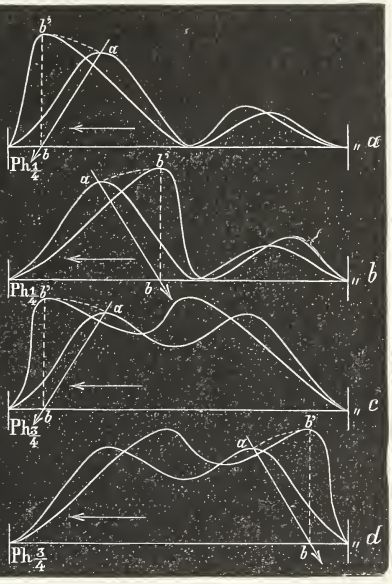

Fig. 17.

mit zwei Scheiben erzeugt werden, welche beide Curven für 1 : 2 Ph. 0, trugen, aber auf den beiden Axen des Apparates zu einander umgekehrt aufgesetzt waren, sodass bei der gleichen Rotationsrichtung, wenn die eine 1 : 2 Ph. 0, die andere 1 : 2 Ph. $^1/_2$ gab. — Für die andern vier (Fig. 17), mussten zwei Scheiben mit Curven für 1 : 2 Ph. $^1/_4$, und 1 : 2 Ph. $^3/_4$, verwendet werden, für welche bei der normalen Spaltenstellung die Rotationsrichtung gleichgültig ist. Sowohl die ersten, wie die letzten vier Klänge verglich ich paarweise in allen sechs möglichen Fällen miteinander, sodass also jede Klangfarbe immer mehrmals, und

im Vergleich mit verschiedenen anderen beobachtet und beschrieben wurde, wobei sich schliesslich eine sehr gute Uebereinstimmung zwischen diesen mehrfachen Aufzeichnungen herausstellte.

Bei den folgenden Angaben über die Beobachtungen bedeutet *Ph.* die Phasenübereinstimmung der Grundtöne, *Ph. H. G.*, die zwischen den harmonischen Tönen und ihren Grundtönen, *R.*, die Spaltenneigung in der Rotationsrichtung, *E. R.* die in der entgegengesetzten Richtung, *K.*, die Klangfarbe des Intervalles.

Fig. 16 *a* 1) 1:2 Ph. o, R., Ph. H. G. = 0, K. hat den Charakter eines klaren vollen *a*, welches sich etwas dem *o* nähert;

b 2) 1:2 Ph. o, E. R., Ph. H. G. = $^1/_2$, K. ist ähnlich einem *e* oder *æ*;

c 3) 1:2 Ph. $^1/_2$, R., Ph. H G. = 0, K. ist ähnlich einem *o*;

d 4) 1:2 Ph. $^1/_2$, E. R., Ph. H. G. = $^1/_2$, K. klingt wie zwischen *æ* und *æ*.

Fig. 17 *a* 5) 1:2 Ph. $^1/_4$, R, Ph. H. G = 0, K. gleich einem vollen klaren *o*;

b 6) 1:2 Ph. $^1/_4$, E. R., Ph. H. G. = $^1/_2$, K. ist leer und *æ* ähnlich;

c 7) 1:2 Ph. $^3/_4$, R., Ph. H. G. = 0, K. entspricht ungefähr einem *æ*;

d 8) 1:2 Ph. $^3/_4$, E. R., Ph. H. G. = $^1/_2$, K. kann wie bei Nr. 6 mit *æ* verglichen werden, ist aber beträchtlich klarer.

Von anderen Beispielen möchte ich ~~aber~~ noch anführen, dass die Duodecime 1:3 Ph. 0, R., Ph. H. G. = 0, einen beträchtlich helleren Klang hören lässt, in welchem besonders der Ton 3, mit grosser Intensität auftritt, als 1:3 Ph. 0, E. R., Ph. H. G. = $^1/_2$, dessen Klangfarbe etwas Näselndes hat, offenbar weil im ersten Falle in der Reihe der harmonischen Töne des Grundtones 1, die beiden Töne 3 und 6, durch den Grundton 3 und seine Octaven verstärkt, im zweiten aber durch Interferenz mehr oder weniger zerstört werden.

Wie die Töne einzelner oder zusammengesetzter Sinuscurven bei der Neigung der Spalte in Klänge übergehen in denen die ganze Reihe der harmonischen Töne mit regelmässig abnehmenden Amplituden und der Phasenübereinstimmung von 0 oder $^1/_2$, enthalten ist, so können andererseits auch Klänge dieser Art, durch die Neigung der Spalte, umgekehrt wieder in einfache Töne umgewandelt werden.

Vor der Curve AaB, (Fig. 18), welche einen solchen Klang darstellt, bei dem die Amplituden der harmonischen Töne im Verhältniss ihrer Ordnungszahlen abnehmen, kann die Spalte auf einer Seite ungefähr bis zu 10^0, auf der underen bis zu 40^0 geneigt werden. Bei der äussersten Neigung parallel der steilsten und kürzesten Hälfte der Curve, also von 10^0, entsteht eine Schwingungsbewegung, deren Curve $Ab'B$, einen nur wenig weiter von der Mitte entfernten Gipfel, und auch eine nur sehr wenig grössere Amplitude hat, als die ursprüngliche Curve, wogegen bei der entgegengesetzten Neigung der Spalte, von 40^0, der Gipfel der Curve AcB sehr viel weiter

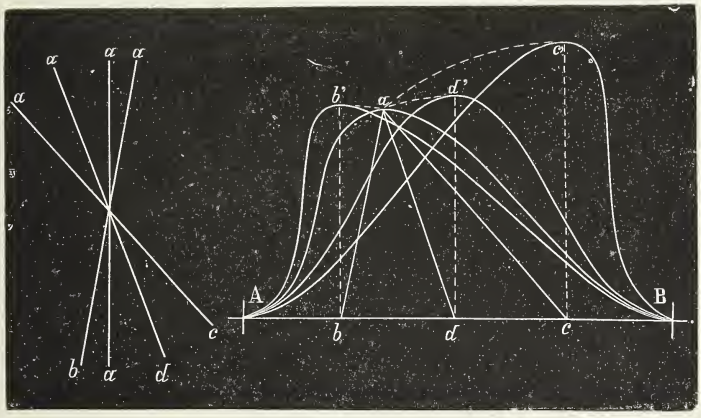

Fig. 18.

von ihrer Mitte entfernt liegt, und auch ihre Amplitude beträchtlich grösser ist. Dem entsprechend erhält man dann auch, wie selbstverständlich, im ersten Falle einen Klang, der nur wenig schärfer und stärker, im zweiten aber sehr viel schärfer und stärker ist, als der Klang der ursprünglichen Curven bei der normalen Stellung der Anblasespalte, und jeder dieser beiden Klänge hat auch, wenn die Gipfel seiner Curve zuerst vor der Spalte vorbeigehen, den Charakter aller derartigen Klänge mit der Phasenübereinstimmung von 0, d. h. er ähnelt mehr einem *œ*, als einem *œ*, und im entgegengesetzten Falle den Charakter der Klänge mit Ph. H. $G = {}^1/_2$, d. h. er nähert sich mehr einem *œ*, als einem *œ*. Da die Gipfel der

den beiden äussersten Spaltenstellungen entsprechenden Curven *b'* und *c'*, in den beiden entgegengesetzten Richtungen von der Mitte der ursprünglichen Curven liegen, so muss natürlich auch eine mittlere Stellung der Spalte existiren, bei welcher der Gipfel der Curven genau in ihre Mitte fällt, und man findet diese indem man den Mittelpunkt der Grundlinie, *d*, mit dem von ihm entferntesten Punkte des Gipfels der Curve, *a*, verbindet. Bei der hier angewendeten Curve beträgt der auf diese Weise gefundene Neigungswinkel der Spalte, bei welchem eine Sinuscurve entsteht, ungefähr 20°. — Dreht man also die Scheibe in der Richtung der Gipfel der ausgeschnittenen Curve, und neigt auch die Spalte zuerst in derselben Richtung um 10°, Fig. 18 *ab*, dreht sie darauf aber zurück, bis sie allmählich zur entgegengesetzten Neigung von 40°, *ac*, gelangt, so hört man dabei den Klang mit Ph. *o*, bis zur Neigung von ungefähr 20°, *ad*, in einen einfachen Ton übergehen, und über 20° hinaus, bis zu 40°, diesen einfachen Ton sich in einen immer stärker und schärfer werdenden Klang mit Ph. $^1/_2$, verwandeln. Verfährt man ganz in derselben Weise während man der Scheibe die entgegengesetzte Rotationsrichtung gibt, so fängt der Klang mit einem *æ* an, geht wieder bis etwa 20°, in einen einfachen Ton über, worauf dieser bis zu 40°, zu einem starken *æ* wird.

Macht man diese Experimente mit zwei gleichen Scheiben zugleich, die zu einander entgegengesetzt auf den beiden Axen des Apparates aufgesetzt sind, so erhält man bei gleichen Spaltenneigungen natürlich auf beiden immer zwei Klänge, welche sich voneinander nur dadurch unterscheiden, dass in einem die harmonischen Töne die Ph. von 0, im andern die von $^1/_2$, haben, und wechselt man die Rotationsrichtung beider Scheiben, so werden dann auch diese beiden Klänge miteinander vertauscht. Wenn man nun die Richtung beider Spalten mehr und mehr dem Winkel nähert, bei welchem der einfache Ton entsteht, so kann man diese Vertauschung der beiden Klänge ebensoweit noch beobachten, als überhaupt auch den Unterschied zwischen ihnen, hat man jedoch schliesslich die Spaltenneigung erreicht, bei der die Klänge ganz in einen einfachen Ton übergegangen sind, welchem die Sinuscurve *AdB* entspricht, so bleibt dieser dann immer auf beiden

Scheiben ganz derselbe, welche Drehungsrichtung man ihnen auch geben mag, was einen neuen Beweis dafür liefert, dass er wirklich ein praktisch ganz einfacher Ton ist.

Indem ich untersuchte um wieviel man die Spalte von ihrer mittleren Richtung für den einfachen Ton müsse abweichen lassen, um den Uebergang desselben in einen Klang zweifellos deutlich wahrnehmbar zu machen, fand ich ungefähr 10^0, nach beiden Seiten hin, doch wurde der Klang mit Ph. $^1/_2$, wegen seiner grösseren Schärfe, immer schon etwas früher bemerklich, als der Klang mit Ph. 0. —

II. Experimente über die Leistungsfähigkeit der Wellensirene.

In Folgendem will ich nun an einer Reihe von Beispielen direct untersuchen, welche Uebereinstimmung zwischen den durch die Wellensirene erhaltenen Resultate und den bekannten Eigenschaften der angewendeten Curven stattfindet. —

1) Stösse und Stosstöne.

Wenn man die Curven für die Beobachtung der Stosstöne beim Zusammenklang zweier Töne statt, wie ich es früher gethan, durch nur eine Spalte, nun zugleich durch acht anbläst, so treten natürlich diese Stosstöne jetzt mit sehr beträchtlich grösserer Intensität hervor, und es liess sich also erwarten, dass sich unter solchen Umständen der secundäre Stosston, welchen man bei den Intervallen 8 : 11, und 8 : 13, beobachten kann, wenn sie durch hohe und starke Stimmgabeln in der Tonhöhe von $8 = ut_6$ ($\overline{\overline{\overline{c}}}$), hervorgebracht werden, auch vermittels der Wellensirene würde zur Wahrnehmung bringen lassen. Eine Scheibe mit Curven des Intervalles 8 : 11, oder 8 : 13, allein durch acht Spalten angeblasen, liess jedoch trotz der sehr grossen Intensität der primären Stosstöne 3 und 5, oder 5 und 3, den secundären Stosston 2, nicht vernehmen, offenbar aber nur weil die Intensität dieser beiden Töne zu verschieden ist, und im ersten Falle der Ton 3 viel stärker als der Ton 5, im letzteren der Ton 5 viel stärker als der Ton 3 gehört wird, denn setzt man diese beiden Scheiben zugleich auf die zwei Axen des Apparates auf, und bläst sie gleichzeitig, jede durch vier Spalten an, so tritt sofort der Ton 2 auf das deutlichste hervor, weil durch den Zusammen-

klang der beiden Paare primärer Stosstöne, die Intensitäten der beiden sie bildenden Töne 3 und 5, ausgeglichen werden. —

Auch das abwechselnd stärkere Hervortreten der beiden primären Töne, welches man bei den Stössen der aus Stimmgabeltönen gebildeten harmonischen Intervallen wahrnimmt, hatte ich bis jetzt noch nicht mit der Wellensirene dargestellt. Man kann diese Tonschwankungen nur deutlich während einer Schwebung verfolgen, wenn diese genügend langsam vor sich geht, und dabei der Grundton des Intervalles hoch genug ist,

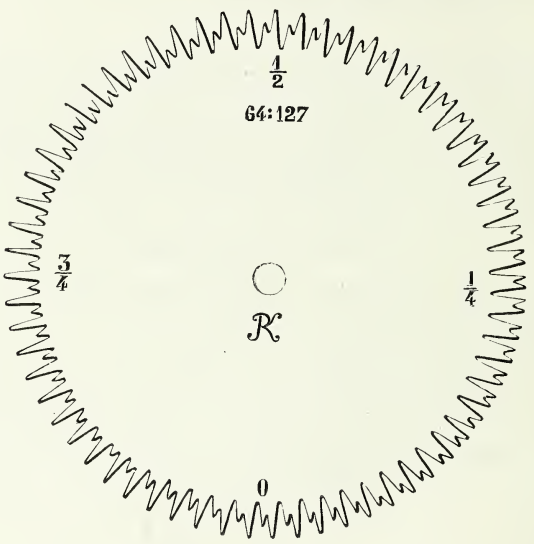

Fig. 19.

um laut und gut gehört werden zu können. Ich schnitt also am Rande einer Scheibe die Curve des Zusammenklanges von 64 und 127 Schwingungen aus, wie Fig. 19 zeigt, sodass sie bei einmaliger Drehung in der Secunde angeblasen, die beiden Töne $\mathfrak{C}(Ut_1)$ und $c(Ut_2)$, mit einer Schwebung erzeugte, und hierbei konnte man dann sehr deutlich die besagten Tonschwankungen wahrnehmen. Da man bei der Langsamkeit der Drehung die Richtung der Bewegung in jedem Augenblick ohne jede Schwierigkeit ändern kann, so gelingt es sogar ziemlich gut, das sonst natürlich immer nur flüchtige stärkste Hervortreten jedes der beiden Töne dadurch zu verlängern,

dass man an den betreffenden Stellen die Scheibe in einem Winkel von etwa 30° bis 40° hin und her bewegt. Bei allmählich vergrösserter Drehungsgeschwindigkeit der Scheibe konnte man die Tonschwankungen noch gut erkennen bis die Zahl der Stösse etwa zwei in der Secunde betrug, verlangsamte man dagegen die Drehung mehr und mehr, so nahm die Intensität des Grundtones schnell ab und man hörte bald

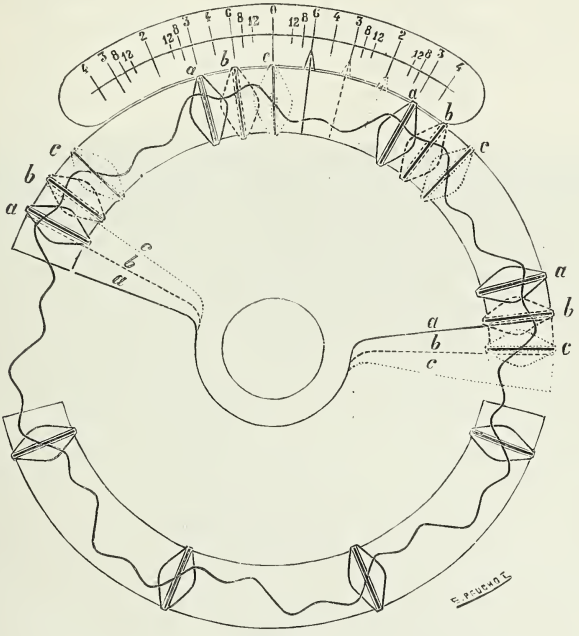

Fig. 20.

nur noch die Octave periodisch aus einem Geräusche hervortreten. —

2) Interferenzerscheinungen.

Wenn man die Curven eines Intervalles, Accordes, oder Klanges, kurz eines Zusammenklanges von Tönen, durch acht Spalten zugleich anbläst, so kann man die Sache natürlich auch so ansehen, als würde dieser Zusammenklang gleichzeitig zweimal ohne Phasendifferenz durch das Anblasen von je vier Spalten erzeugt, und da die eine der concentrischen Windladen mit vier Windspalten des oben beschriebenen Apparates um

mehr als ein Fünftel der Peripherie drehbar ist, während die andere immer unverändert an derselben Stelle bleibt, so kann man jede beliebige Phasendifferenz zwischen diesen beiden gleichen und mit derselben Scheibe erzeugten Zusammenklängen herstellen, wie, als ein Beispiel, die schematische Fig. 20, zeigt, in welcher die Stellungen der oberen Windlade vor der Scheibe mit 8 Curven des Intervalles 1 : 3, für die Herstellung der Phasendifferenzen von $^1/_6$ (*a*), $^1/_3$ (*b*), $^1/_2$ (*c*), bezeichnet sind.

Damit man die Ergebnisse der Beobachtungen mit den Interferenzerscheinungen, welche der Theorie nach bei verschiedenen Phasendifferenzen zwischen zwei Zusammenklängen entstehen müssten, leichter vergleichen kann, habe ich diese letzteren für einige Fälle in folgenden Tabellen zusammengestellt, in welchen die Amplituden jedes einzelnen Tones (A.), bei den verschiedenen Phasendifferenzen (Phd.), angegeben sind, wie auch die Stellungen, welche man dem Zeiger der beweglichen Windlade auf der getheilten Platte geben muss, um diese Phasendifferenzen herzustellen (Zst.).

Die Intervalle 1 : 2, und 1 : 3, wurden jedes mit zwei Scheiben untersucht, welche 8 und 16 Intervallcurven trugen (8 C. und 16 C.),

Octave 1 : 2 (Fig. 21).

	Ton 1		Ton 2		Zst.	
	Phd.	A.	Phd.	A.	8 C.	16 C.
a	0	2	0	2	0	0
b	$^1/_4$	1+	$^1/_2$	0	4	8
c	$^1/_2$	0	0	2	2	4
	$^3/_4$	1+	$^1/_2$	0	4	8

Duodecima 1 : 3 (Fig. 22).

	Ton 1		Ton 2		Zst.	
	Phd.	A.	Phd.	A.	8 C.	16 C.
	0	2	0	2	0	0
a	$^1/_6$	1+	$^1/_2$	0	6	12
b	$^1/_3$	1+	0	2	3	6
c	$^1/_2$	0	$^1/_2$	0	2	4

Accord 4 : 5 : 6 : 8.

Ton 4		Ton 5		Ton 6		Ton 8		Zst.
Phd.	A.	Phd.	A.	Phd.	A.	Phd.	A.	8 C.
0	2	0	2	0	2	0	2	0
$^1/_4$ ($^4/_{16}$)		$^5/_{16}$		$^3/_8$ ($^6/_{16}$)		$^1/_8$ ($^8/_{16}$)	0	16
$^1/_3$ ($^4/_{12}$)		$^5/_2$		$^1/_2$ ($^6/_{12}$)	0			
$^2/_5$ ($^4/_{10}$)		$^1/_2$ ($^5/_{10}$)	0			$^2/_3$ ($^8/_{12}$)		12
$^1/_2$	0			$^3/_5$ ($^6/_{10}$)		$^4/_5$ ($^8/_{10}$)		10
		$^5/_8$		$^3/_4$ ($^6/_8$)		0 (1)	2	8
$^2/_3$ ($^4/_6$)		$^5/_6$		0 (1)	2			
$^4/_5$		0 (1)	2			$^1/_3$ ($^8/_6$)		6
0 (1)	2			$^1/_5$ ($^6/_5$)		$^3/_5$ ($^8/_5$)		5
		$^1/_4$ ($^5/_4$)		$^1/_2$ ($^6/_4$)	0	2 ($^8/_4$)	2	4

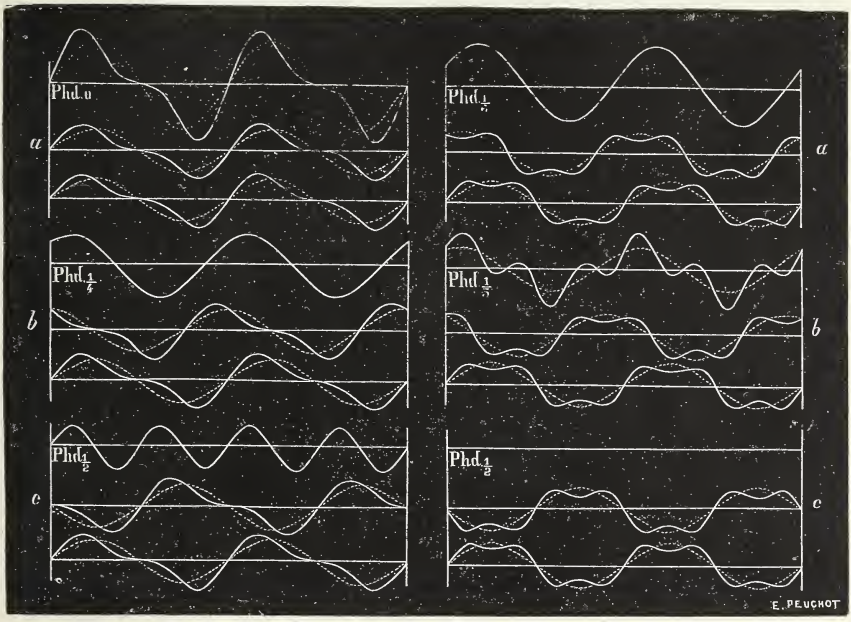

Fig. 21. Fig. 23.

Beim Octavenintervalle sollen hiernach also die Phasendifferenzen von $^1/_4$ und $^3/_4$, die Octave gänzlich verschwinden, und nur den Grundton allein hören lassen, bei der Phd. $^1/_2$ dagegen, müsste der Grundton verschwinden, und die Octaven mit grösster Intensität hervortreten. Weder der Grundton, noch auch die Octave verschwinden jedoch in den betreffenden

Fällen vollständig, sondern erleiden nur sehr beträchtliche Schwächungen, welche für den Grundton bei Phd. $^1/_2$, noch auffälliger ist, als die der Octave bei Phd. $^1/_4$ und $^3/_4$, was auch zu erwarten stand, denn bei Phd. $^1/_2$, ist die grösste Schwächung des Grundtones, von der Octave mit doppelter Amplitude begleitet, welche ihn somit weit stärker übertönt, als bei Phd. $^1/_4$ und $^3/_4$, die geschwächte Octave von dem Grundton dominirt werden kann, dessen Amplitude sich in diesen Fällen von 2, bis fast zu 1, verringert hat.

Macht man diese Experimente mit Curven des Octavenintervalles, bei denen die Phasenübereinstimmung am Grundton und der Octave von $^1/_4$ oder $^3/_4$ stattfindet, so erhält man durchaus dieselben Resultate wie mit den Curven von 1 : 2 Ph. 0. —

Verändert man beim Intervall 1 : 3, die Phasendifferenz allmählich von 0, bis zu $^1/_2$, so verschwindet bei Ph. $^1/_6$, der Ton 3, fast ganz gegen den Grundton, obgleich dieser auch schon schwächer geworden ist. Bis zur Phd. $^1/_3$, bei welcher der Grundton noch mehr von seiner Intensität verloren hat, erlangt der Ton 3 wieder sein Maximum mit der Amplitude 2, bei der Phd. $^1/_2$ endlich, wo theoretisch für beide Töne Interferenz eintreten sollte, erhält man diese allerdings nur annähernd, bemerkt aber, dass die relative Intensität zwischen diesen beiden geschwächten Tönen unverändert wie bei der Phd. 0, geblieben ist. —

Bei allen diesen Experimenten, sowohl mit dem Intervalle 1 : 2, wie mit dem von 1 : 3, fand ich, dass sämmtliche hier beschriebene Resultate, am deutlichsten hervortreten, wenn die absolute Tonhöhe nicht zu tief gewählt wurde, und sie sich daher zweckmässiger mit den Scheiben welche 16, als mit denen, welche nur 8 Intervallcurven trugen, ausführen liessen, denn um mit letzteren bis zu dem Grundtone von etwa $c(ut_2$ = 128 v. d.). zu gelangen, musste schon eine ziemlich grosse und unbequeme Rotationsgeschwindigkeit angewendet werden.

Die Curven des Accordes 4 : 5 : 6 : 8, lassen bei der allmählichen Verschiebung bis in die Nähe von $^1/_2$, sehr beträchtliche Umwandlungen der Klangmasse vornehmen, aus denen jedoch das gänzliche Verschwinden, oder doch wenigstens die ganz besondere Schwächung der Töne 8, 6, 5, entsprechend

den Phasendifferenzen von $^1/_4$, $^1/_3$, $^2/_5$, schwer mit Bestimmtheit herauszuhören ist. Bei der Phd. von $^1/_2$, bei welcher die Amplitude des Grundtones = 0, die der Octave aber = 2 geworden ist, tritt letztere dagegen sehr stark hervor, und ebenso werden auch die anderen Töne des Accords in absteigender Folge sehr deutlich einzeln aus der ganzen Tonmasse heraus hörbar bei den Phasendifferenzen von $^2/_3$, $^4/_5$, 1 oder 0, bei welchen ihre Amplituden = 2 sind, nur dass dabei der letzte, nämlich der Grundton, von seiner ebenso starken Octave begleitet ist, wodurch sein besonders starkes Hervortreten weniger deutlich wird.

Zwei Klänge 1, 2, 3 .. *n*, Phd. 0 (Fig. 23).

	Ton 1		Harmonische Töne			Zst.
	Phd.	A.	Ordnungszahl	Phd.	A.	24 C.
a	0	2	2, 3, 4 . . . *n*	0	2	0
b	$^1/_4$		5, 9	$^1/_4$		12
			3, 7	$^3/_4$		
			2, 6, 10	$^1/_2$	0	
			4, 8	0	2	
c	$^1/_2$	0	3, 5, 7, 9	$^1/_2$	0	6
			2, 4, 6, 8, 10	0	2	
	$^3/_4$		5, 9	$^3/_4$		4
			3, 7	$^1/_4$		
			2, 6, 10	$^1/_2$	0	
			4, 8	0	2	

Zwei Klänge, 1, 2, 3 . . . *n*, Phd. 0 und 1, 2. 3 . . . *n*, Phd. $^1/_2$ (Fig. 24).

	Ton 1		Harmonische Töne			Zst.
	Phd.	A.	Ordnungszahl	Phd.	A.	24 C.
a	0	2	3, 5, 7, 9	0	2	0
			2, 4, 6, 8, 10	$^1/_2$	0	
b	$^1/_4$		5, 9	$^1/_4$		12
			3, 7	$^3/_4$		
			2, 6, 10	0	2	
			4, 8	$^1/_2$	0	
c	$^1/_2$	0	2, 3, 4 . . . *n*	$^1/_2$	0	6
	$^3/_4$		5, 9	$^3/_4$		
			3, 7	$^1/_4$		
			2, 6, 10	0	2	
			4, 8	$^1/_2$	0	

Die Klänge 1, 2, 3 ... n, Ph. 0 und Ph. $^1/_2$, kann man auf zwei verschiedene Arten erzeugen, indem man nämlich entweder auf einer Scheibe die Curven eines solchen Klanges durch radiale Spalten anbläst, oder Sinuscurven durch geneigte; bei beiden Erzeugungsarten der Klänge sind die Resultate aber ganz dieselben. —

Wie die Tabelle zeigt, werden bei zwei Klängen 1, 2, 3 ... n, Ph. 0, mit der Phasendifferenz $^1/_2$, die Amplituden

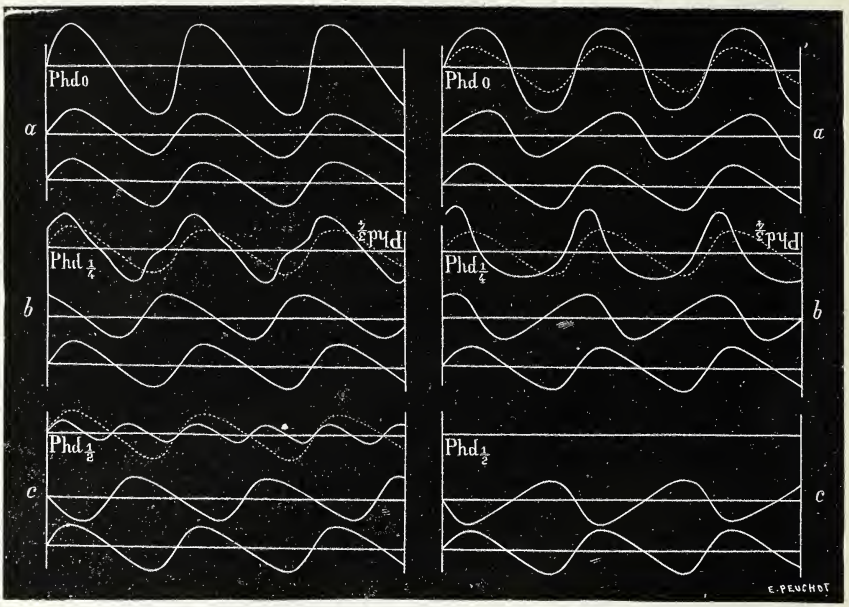

Fig. 23. Fig. 24.

aller ungeraden Töne = 0, und die der geraden Töne = 2, und dem entsprechend hört man denn auch den ganzen ursprünglichen Klang in seine Octave übergehen. Fig. 23 c.

Bei den Phasendifferenzen von $^1/_4$ und $^3/_4$ (b und b'), sind die Phasendifferenzen der geraden Töne in beiden Fällen dieselben, wogegen die ungeraden Töne im ersten Falle für 1, 3, 5 ..., die Phasendifferenzen von $^1/_4$, $^3/_4$, $^1/_4$, $^3/_4$ ..., im zweiten die von $^3/_4$, $^1/_4$, $^3/_4$, $^1/_4$ ... haben, und es war daher interessant zu prüfen, ob diese Phasenverschiedenheit hin-

reichend sein würde, um wahrnehmbar zu sein. Wenn man, um von einem dieser Klänge zum anderen überzugehen, die Windlade von der Theilung 12 zur Theilung 4, oder umgekehrt dreht, kommt man auf dem Wege durch die Stellung auf der Theilung 6, bei welcher der ganze Klang, wie schon erwähnt, in die Octave übergeht. und die Wirkung hiervon ist so stark, dass das Ohr dabei die Erinnerung an den ersten Klang nicht mehr sicher genug bis zum zweiten bewahrt, um mit Bestimmtheit die Verschiedenheit der Klangfarbe in beiden Fällen erkennen zu können, es gelingt ihm dieses aber sehr gut, wenn man beide Klänge voneinander nur durch Tonlücken, und nicht durch andere Klänge getrennt, abwechselnd angiebt. Hat also z. B. die obere Windlade die Stellung auf der Theilung 12, so schliesst man plötzlich und zugleich die zwei Schieber, durch welche der Wind in beiden Windladen abgeschnitten wird, und nachdem darauf die obere Windlade schnell auf die Theilung 4 eingestellt worden ist, öffnet man dann beide Schieber wieder plötzlich und zugleich. Man erhält aber schon ein ganz gutes Resultat, wenn man statt der vollständigen Stille zwischen beiden Klängen, immer den gleichen primären Klang, wie er durch die Spalten von nur einer Windlade gegeben wird, einschaltet und also während des Stellungswechsels der oberen Windlade, nur einen Schieber schliesst.

Die Interferenzerscheinungen endlich zwischen zwei verschiedenen Klängen, lassen sich, wenigstens für einen Fall, auch an derselben Scheibe mit Sinuscurven beobachten, da die anblasenden Spalten vor derselben in der Richtung der einen Rotationsbewegung geneigt, den Klang 1, 2, 3 ... *n*, Ph. 0, und in der entgegengesetzten Richtung geneigt, den Klang 1, 2, 3 ... *n*, Ph. $^1/_2$, erzeugen.

Gibt man den vier Spalten auf der unteren festen Windlade die gleiche aber entgegengesetzte Neigung als den vier Spalten auf der oberen, beweglichen, welche den Klang 1, 2, 3 ... *n*, Ph. 0, hervorbringen, so erhält man den Zusammenklang der beiden Klänge mit der Phasendifferenz von $^1/_2$, Fig. 24 *c*, wenn der Zeiger der oberen Windlade auf 0, eingestellt ist, und man muss ihn auf die Theilung 6 bringen, um die Phasendifferenz von 0, zu erzeugen, Fig. 24 *a*. — Bei

den Einstellungen der Windlade auf den Theilungen 12 und 4 fallen entsprechend die Phasen $^1/_4$ und $^3/_4$ des Grundtones von 1, 2, 3 . . . n, Ph. $^1/_2$, mit der Phase 0 des Grundtones von 1, 2, 3 . . . n, Ph. 0 znsammen, oder die Phasen von $^3/_4$ und $^1/_4$ des Grundtones von 1, 2, 3 . . . n, Ph. 0, mit der ~~Phase 0 des Grundtones von 1, 2, 3 . . . n, Ph. 0, mit der~~ Phase 0 des Grundtones von 1, 2, 3 . . . n, Ph. $^1/_2$, Fig. 24 *b*.

Wechselt man die Spaltenneigung auf beiden Windladen, so ändert dieses nichts an den Interferenzerscheinungen beider Klänge bei den Stellungen der oberen Windlade auf den Theilungen 0 und 6; auf den Theilungen 12 und 4, fallen jetzt aber entsprechend, die Phasen $^3/_4$ und $^1/_4$ des Grundtones 1, 2, 3 . . . n, Ph. $^1/_2$, mit der Phase 0, des Grundtones von 1, 2, 3 . . . n, Ph. 0, oder die Phasen $^1/_4$ und $^3/_4$ des Grundtones von 1, 2, 3 . . . n, Ph. 0, mit der Phase 0, des Grundtones von 1, 2, 3 . . . n, Ph. $^1/_2$ zusammen.

Bei der Einstellung der oberen Windlade auf 0, müssten, wie Fig. 24 *c*, zeigt, die Amplituden aller Töne in diesen beiden Klängen $= 0$ werden, man erhält jedoch nur eine beträchtliche Schwächung der Intensität dieser Töne, welche besonders deutlich hervortritt, wenn man abwechselnd den vier Spalten auf einer der beiden Windladen die gleiche uud die entgegengesetzte Neigung der Spalten auf der anderen Windlade gibt, und somit die Interferenz beider Klänge mit einem der beiden primären Klänge von doppelter Amplitude alterniren lässt.

Verschiebt man die obere Windlade um die halbe Curvenlänge, indem man sie auf der Theilung 6, einstellt, so entsteht durch das Zusammenwirken beider Klänge, von denen jeder einzelne die ganze Reihe der harmonischen Töne enthält, ein Interferenzklang, Fig. 24 *a*, in welchem die Amplituden der ungeraden Töne der primären Klänge verdoppelt, die der geraden Töne aber bis zu 0 verringert sind, und man beobachtet diese Klangveränderung wieder am besten, indem man abwechselnd nur einen der primären Klänge, und dann den Interferenzklang beider zusammen ertönen lässt.

Die Phasendifferenzen von $^1/_4$ und $^3/_4$ zwischen den Grundtönen beider Klänge, die man bei den Einstellungen der Windlade auf den Theilungen von 12 und 4 erhält, erzeugen Klänge, welche Curven entsprechen, von denen die eine die Ordinaten-

umkehrung der anderen ist (Fig. 24 *b* und *b'*), während bei der oben beschriebenen Interferenz der beiden gleichen primären Klänge, von den die Phasendifferenzen $^1/_4$ und $^3/_4$ darstellenden Curven die eine die Abscissenumkehrung der anderen war, und die Beobachtung dieser Klänge ergiebt, dass auch hier, wie schon sonst bemerkt, die Ordinatenumkehrung eine beträchtlich grössere Veränderung der Klangfarbe bewirkt, als die Abscissenumkehrung einer Curve.

Man kann bei diesen Untersuchungen auf zwei Arten die beiden Klänge sehr plötzlich aufeinanderfolgen lassen, indem man nämlich entweder, während die beiden Spaltenneigungen unverändert bleiben, die bewegliche Windlade abwechselnd und immer so plötzlich als möglich auf die Theilungen von 12 und 4 einstellt, oder indem man die auf 12 oder 4 eingestellte Windlade unverändert an ihrem Platze lässt und die Neigungen der Spalten auf beiden Windladen zugleich abwechselnd umkehrt, was der Apparat in einem Augenblick zu thun gestattet.

Man könnte sich fragen, ob man vermittelst der im Vorhergehenden immer angewendeten Methode auch könne zwei Stosstöne miteinander interferiren lassen, dieses wird jedoch durch die Interferenzerscheinungen an ihren primären Tönen unmöglich gemacht. In der That, z. B. bei den achtmal am Rande der Scheibe wiederholten Curven des Intervalles 8:9, verschwindet jeder dieser beiden Töne 8 und 9 fast gänzlich in allen Stellungen der Windlade, die um ein ungerades Vielfaches seiner halben Curvenlänge von der Theilung 0 entfernt sind. Bei der Verschiebung der Windlade von 0—2 wird also der Grundton 8 viermal geschwächt und erlangt bei 2 zum vierten mal wieder seine ursprüngliche Intensität, während der Ton 9 fünf Schwächungen erleidet, von welchen die letzte bei der Stellung auf 2 erfolgt, es ist aber klar, dass immer, wenn einer der primären Töne des Intervalles im Verhältniss zum andern sehr schwach wird, auch die Stösse oder Stosstöne dieses Intervalles so gut wie ganz verschwinden müssen, was auch das Experiment bestätigt.

Um diese Interferenzerscheinungen an den primären Tönen recht deutlich wahrzunehmen, thut man gut, die Reihe der Einstellungen für jeden der beiden Töne einzeln auszuführen,

besonders da die ersten Interferenzstellen beider Töne vom Nullpunkte aus gerechnet ziemlich nahe aneinanderfallen.

Man erhält mit anderen Intervallen, wie z. B. mit 2 : 3, bei 64 und 96 Wellen ganz gleiche Resultate wie im vorhergehenden Beispiele bei beträchtlich weiteren Intervallen, wie etwa bei 8 : 15, treten jedoch nur noch die Interferenzen am Grundtone mit derselben Deutlichkeit auf, und die am höheren Tone sind schwer wahrzunehmen, wegen der Kürze seiner Curvenlänge, welche eine zu grosse Genauigkeit der Einstellung erfordert.

Das Gesammtresultat dieser Experimente mit der Wellensirene über die Interferenz zweier Zusammenklänge ist also, dass die Beobachtung alle theoretisch geforderten Erscheinungen in Bezug auf die relative Intensität der verschiedenen Töne zu einander auf das vollständigste bestätigt, wogegen in allen Fällen absoluter Interferenz, in welchen die Intensität eines oder mehrerer Töne Null werden sollte, diese in Wirklichkeit immer nur ein Minimum erreicht. Letzteres wird man aber um so natürlicher finden, wenn man bedenkt, dass eine vollständige Interferenz bei der Vertheilung der acht Tonquellen auf einem Kreise von 0,40 m Durchmesser auch theoretisch immer nur allein in der Verlängerungslinie der Drehungsaxe der Scheibe würde entstehen können, und wenn der Apparat alle mechanischen Bedingungen mit mathematischer Genauigkeit erfüllen möchte.

3. Klangfarben.

a) Einfache Töne.

Bei den Untersuchungen über die Leistungsfähigkeit der Wellensirenen in Bezug auf die treue Wiedergabe von Klangfarben ist es vor allem wichtig zu ermitteln, inwieweit die durch das Anblasen von Sinuscurven erhaltenen Töne einfach und von der Begleitung harmonischer Töne frei sind. Bei früheren Versuchen, als ich nur mit einer einzigen Windspalte die Curven anblies, hatte ich mit Resonatoren gefunden, dass die auf solche Weise erhaltenen Grundtöne mittlerer Höhe, in der Gegend von $\overline{c}\,(u\,t_3)$, nur von einer schwachen Octave begleitet waren, zu der sich bei den tieferen Tönen, von etwa $c\,(u\,t_2)$, auch noch eine äusserst schwache Duodecime gesellte,

und es war nun nöthig, den Einfluss zu prüfen, welchen es auf die Eigenschaft dieser Töne haben konnte, wenn sie mit sehr bedeutend grösserer Intensität hervorgebracht wurden, sei es vermittelst einer grösseren Anzahl gleichzeitig anblasender Windspalten, oder auch durch die beträchtliche Erweiterung einer einzigen Windspalte. Ich konnte zu diesem Zwecke nicht nur die bei Klanganalysen gebräuchlichen Resonatoren anwenden, sondern auch die Interferenzmethode, durch welche es möglich wird, wie ich im Vorhergehenden beschrieben, bei bestimmten Phasendifferenzen zweier Grundtöne die Amplituden eines ihrer harmonischen Töne zu verdoppeln und somit seine Intensität im Verhältniss zu den anderen Tönen so beträchtlich zu vergrössern, dass er sich aus der ganzen Tonmasse heraushören lässt.

Ich wendete bei diesen Experimenten sechs gleich grosse Scheiben an, von denen zwei auf ihrer Peripherie acht Sinuscurven mit Amplituden von 37 und 18,5 mm, drei, 16 Wellen mit Amplituden von 37, 18,5 und 9,25 mm, und eine, 24 Wellen mit der Amplttude von 25 mm, trugen, und welche ich immer kurz durch 8 W. A. 1, 8 W. A. 2, 16 W. A. 1, 16 W. A. 2, 16 W. A. 3, 24 W. bezeichnen werde, sodass also z. B. 16 W. A. 2, $u\,t_2$ bedeutet: der Ton *c* ($u\,t_2$) hervorgebracht vermittelst der Scheibe von 16 Wellen, deren Amplitude 18,5 mm beträgt.

Vermittelst der Resonatoren erhielt ich folgende Resultate, wenn alle Scheiben durch acht Spalten von 1,5 mm Breite und unter 0,12 m Wasserdruck angeblasen wurden:

8 W. A. 1, *c* ($u\,t_2$) ist deutlich von der Octave (2) begleitet, einer weit schwächeren Duodecime (3) und einer Doppeloctave (4), die beträchtlich stärker ist als die erste Octave, und über welche hinaus man auch noch den Ton 5, $\bar{\bar{e}}$ (mi_4) erkennen kann. Bei 8 W. A. 2, *c*, sind die harmonischen Töne noch weit schwächer, und Ton 5 lässt sich nicht mehr wahrnehmen, die relative Intensität der Töne scheint aber ganz dieselbe geblieben zu sein.

8 W. A. 1, 2, 3, *c* ($u\,t_2$) ist bei A. 1 wieder von einem deutlichen Tone 2, einem schwächeren 3 und stärkeren 4 begleitet, über welchen hinaus sich auch noch ein ganz schwacher Ton 5 erkennen lässt, der aber bei A. 2 schon ganz verschwindet, wo die anderen drei harmonischen Töne in gleichem

Verhältniss so beträchtlich schwächer geworden sind, dass der Ton 3 schon wie ganz fehlend betrachtet werden kann. Bei A. 3 lässt sich schliesslich dann von den harmonischen Tönen kaum etwas mehr als die schwache Doppeloctave wahrnehmen.

24 W., c ($u\,t_2$) ist von einer schwachen Octave und einer stärkeren Doppeloctave begleitet, zwischen denen der Ton 3 fast gänzlich fehlt.

8 W., $\bar{c}$ ($u\,t_3$) gestattete der Rotationsapparat nicht mehr bequem herzustellen.

16 W, A. 1, 2, 3 $\bar{c}$ ($u\,t_3$). Bei A. 1 scheinen die Töne 2, 3, 4 fast gleiche Intensität zu haben, von dem darauffolgenden Tone 5 ist aber nur noch eine Spur zu entdecken. Mit A. 2 nehmen die harmonischen Töne 2 bis 4 regelmässig ab, wobei die Doppeloctave schon kaum mehr wahrgenommen werden kann, und mit A. 3 ist die Octave sehr schwach, der Ton 3 noch schwächer, und die Doppeloctave existirt gar nicht mehr.

24 W., $\bar{c}$ ($u\,t_3$). Die harmonischen Töne werden regelmässig bis zur Doppeloctave schwächer, welche selbst nur noch eine ganz geringe Intensität hat.

Bläst man die Scheibe von 24 Wellen durch eine Spalte von 25 mm Breite an, so kann man bei c ($u\,t_2$) deutlich die Töne 2, 3, 4 wahrnehmen, welche ungefähr gleiche Intensität zu haben scheinen und auf die noch der ganz schwache Ton 5 folgt. Bei $\bar{c}$ ($u\,t_3$) nimmt die Intensität der harmonischen Töne von 2 bis zum verschwindend schwachen Tone 5 regelmässig ab. Dass aber bei der Breite einer einzigen Spalte von 1,5 mm, c ($u\,t_2$), nur noch von einer schwachen Octave und noch schwächeren Duodecimen, $\bar{c}$ ($u\,t_3$), allein von einer schwachen Octave begleitet ist, habe ich schon oben erwähnt.

Bei den mit der Interferenzmethode angestellten Untersuchungen wurden zuerst alle Scheiben durch vier feste und vier verschiebbare Spalten unter 0,12 m Wasserdruck angeblasen, wobei sich folgende Resultate ergaben.

8 W. A. 1, c ($u\,t_2$). Man erhält bei der Phasendifferenz von $^1/_2$ den Grundton sehr geschwächt, während die Octave und die Doppeloctave hervortreten. Bei Phd. $^1/_4$ verschwindet die Octave und man hört nur noch die schwache Doppeloctave den nun stärkeren Grundton begleiten. Bei Phd. $^1/_8$ verschwindet die Doppeloctave gänzlich, und da dann zugleich

auch die Octave bei ihrer Phd. $^1/_4$ noch mehr geschwächt ist, als der Grundton bei seiner Phd. $^1/_8$, so scheint bei dieser Disposition die ganze Klangmasse am vollkommensten den Charakter eines einfachen Tones anzunehmen. Der Ton 3 konnte auch durch die für seine Verstärkung günstigsten Phasendifferenzen von $^1/_3$ und $^2/_3$ nicht zur Wahrnehmung gebracht werden. Bei A. 2 waren die Töne 2 und 4 bei Phd. $^1/_2$ nur sehr schwach, die ganze Klangmasse schien aber auch wieder in der Gegend von Phd. $^1/_8$ dem einfachen Tone am nächsten.

16 W. A. 1, 2, 3 c ($u\,t_2$) liess bei A. 1, Phd. $^1/_2$, die Töne 2 und 4 sehr deutlich hervortreten. Die Doppeloctave war dabei stärker als die Octave und konnte auch bei Phd. $^1/_4$ und $^3/_4$ einzeln verstärkt vernommen werden. Bei A. 2, Phd. $^1/_2$, waren beide Töne 2 und 4 schwächer, doch liess sich die Verstärkung des Tones 4 allein noch sehr gut bei Phd. $^1/_4$ und $^3/_4$ beobachten. In diesem Falle gelang es auch bei Phd. $^1/_3$, den Ton 3 wahrnehmbar zu machen. Man verfuhr dabei am besten so, dass man die obere Windlade auf Phd. $^1/_2$ einstellte, die Scheibe erst durch die untere Windlade allein anblies, dann durch die beiden Windladen zugleich, und hierauf die obere Windlade ruckweise von Phd. $^1/_2$ nach Phd. $^1/_3$ und $^1/_4$ bewegte, wo dann die vier Töne 1, 2, 3, 4 sehr gut hintereinander hervortreten, gehört werden konnten. Merkwürdigerweise gelang dasselbe Experiment nicht mit 16 W. A. 1, obgleich die Resonatoren in diesem Falle einen stärkeren Ton 3, als bei A. 2 hatten erkennen lassen, vermuthlich überwiegt aber die Intensität der stärkeren Doppeloctave, obgleich sie bei Phd. $^1/_3$ noch nicht ihre Amplitude ganz verdoppelt hat, hier doch schon so sehr die grösste Stärke, welche der Ton 3 bei der vollständigen Verdoppelung seiner Amplitude erreicht, dass es schwer wird, ihn herauszuhören.

16 W. A. 3, c ($u\,t_2$). Es scheint bei Phd. $^1/_2$ nur noch die Octave hervorzutreten, die Doppeloctave war aber bei Phd. $^1/_4$ und $^3/_4$ nicht mehr wahrnehmbar.

24 W., c ($u\,t_2$) liess bei Phd. $^1/_2$ auch wieder die Töne 2 und 4 hervortreten, während man bei Phd. $^1/_4$ und $^3/_4$ die Doppeloctave allein hörte.

16 W. A. 1, 2, 3, $\bar{c}$ ($u\,t_3$). Die Resultate der Untersuchungen an diesem höheren Tone unterscheiden sich von den Vorher-

gehenden dadurch, dass bei ihnen die Doppeloctave ihre Bedeutung gegen die der Octave verloren hat, sodass z. B. A. 3, Phd. $^1/_2$, nur die Octave, aber keine Spur mehr von der Doppeloctave erkennen lässt. Auch bei *24 W.* $\bar{c}$ $(u\,t_3)$ konnte die Doppeloctave nicht mehr bei $^1/_4$ und $^3/_4$ vernommen werden, während die Octave bei Phd. $^1/_2$ stark hervortrat.

Die Octave allein lässt sich bei genauer Einstellung für die Phd. $^1/_2$ auch noch bei weit kürzeren Wellen als den bis hierher benutzten, also z. B. bei 32 und 48, auf gleich grossen Scheiben beobachten. Verschiebt man aber die vier beweglichen Spalten continuirlich, so hört man nur noch Stösse wie von ganz einfachen Tönen, ohne die momentanen Uebergänge in die Octave bemerken zu können.

Wenn man zuerst bei gleicher Anzahl der Anblasespalten und dann nur bei einer festen und einer verschiebbaren Spalte die Windstärke nach und nach von 0,12 bis zu 0,02 m Wasserdruck verringert, so kann man dabei ungefähr die Grenzen bestimmen, bei welcher, ausser der Octave, alle anderen harmonischen Töne aufhören, die Grundtöne noch mit genügender Intensität zu begleiten, um nachweisbar zu sein.

Die Verringerung der Windstärke bei vier festen und vier verschiebbaren Spalten ergiebt Folgendes:

8 W. A. 1 c, $(u\,t_2)$. Die Doppeloctave ist schon bei der Windstärke von 0,09 m Wasserdruck kaum mehr wahrnehmbar und verschwindet bei 0,065 gänzlich, während die Octave auch schon beträchtlich schwächer geworden ist. Ihre Intensität verringert sich darauf noch immer mehr bis zum Druck von 0,02 m, ohne jedoch wirklich zu verschwinden. Man kann sie sogar noch mit 8 W. A. 2 bei dieser geringen Windstärke vernehmen.

16 W. A. 1, 2, 3, c $(u\,t_2)$. Die Doppeloctave verschwindet entsprechend A. 1, 2, 3, bei ungefähr 4, 5, 6 cm Wasserdruck und bei $\bar{c}$ $(u\,t_3)$ kann man sie nur noch mit A. 1 und einem Drucke von 0,06 m wahrnehmen. Der Ton 3, welchen man bei A. 2 mit 0,12 m Wasserdruck hatte hören können, war schon bei 0,09 m vollständig verschwunden.

24 W. c, $(u\,t_2)$. Der Wind muss bis auf 0,04 m Wasserdruck abgeschwächt werden, um die Doppeloctave ganz verschwinden zu lassen, 24 W. $\bar{c}$ $(u\,t_3)$ lässt schon bei 0,09 m kaum mehr etwas von ihr hören.

Bei den Experimenten mit nur zwei Spalten findet man, dass c ($u\,t_2$) von seiner Doppeloctave nur begleitet ist bei 16 W. A. 1 mit verschiedenen Windstärken, und auch noch ganz schwach bei 24 W. und 0,12 m Wasserdruck, in allen anderen Fällen lassen sich aber weder bei c noch bei $\bar{c}$ andere harmonische Töne nachweisen, als die einzige Octave.

Man hätte erwarten sollen, dass beim Anblasen von Sinuscurven in allen Fällen die harmonischen Töne, welche etwa den Grundton begleiten könnten, nach der Höhe zu an Intensität regelmässig abnehmen würden, und es ist jedenfalls auffallend, dass bei dem tiefen Grundton c ($u\,t_2$) die Doppeloctave zwischen der Duodecime, welche immer beträchtlich schwächer als die Octave war, und dem ganz schwachen oder schon ganz fehlenden Tone 5 stärker hervortrat und sogar mitunter mit unbewaffnetem Ohr vernommen werden konnte. Wollte man dieses einer fehlerhaften Uebertragung der Curven in Luftschwingungen zuschreiben, so würde dagegen der Umstand sprechen, dass bei höheren Grundtönen eine derartige Unregelmässigkeit in der Intensitätsabnahme ihrer harmonischen Töne sich nicht bemerken lässt, und es scheint mir daher wahrscheinlich, dass es sich bei diesem starken Auftreten des Tones $\bar{\bar{c}}$, beim Grundton c, um irgend eine Resonanzerscheinung in den Windladen und Zuleitungsröhren des Apparates handelt, obgleich ich dieselbe nicht mit Bestimmtheit habe feststellen können, denn die tiefsten Eigentöne der beiden Windladen mit vier Spalten bei geschlossenen Windzuleitungsröhren lagen bei h ($s\,i_2$) und $\bar{c}$ ($u\,t_3$), und wenn die Schieber dieser Röhren geöffnet waren, bei a und $a\#$. Einer ihrer höheren Eigentöne schien allerdings dem $\bar{\bar{c}}$ sehr nahe zu sein, da eine Stimmgabel für diesen Ton eine ganz gute Resonanz hören liess, doch war die Intensität derselben sehr verschieden, je nachdem die vibrirende Gabel vor der einen oder der anderen der offenen Spalten gehalten wurde.

Diese eben erwähnte Unregelmässigkeit bei Seite gesetzt, geht aus der Gesammtheit dieser Untersuchungen hervor, dass ein durch Anblasen von Sinuscurven erzeugter Grundton bei geringer Intensität und mittlerer Tonhöhe nur von einer leisen Octave und bei beträchtlicher Tiefe ebenfalls von der leisen Octave und einer noch schwächeren Duodecime begleitet ist.

Bei starker Intensität, wie man sie durch eine grössere Anzahl gleichzeitig anblasender Windspalten, die beträchtliche Erweiterung einer einzigen Anblasespalte oder die Vergrösserung der Amplituden der Wellencurven erhält, kann er jedoch von harmonischen Tönen begleitet sein, welche sich in einigen Fällen selbst bis zum fünften Tone nachweisen lassen, wenn auch ihre absolute Intensität immer nur sehr gering ist. Man wird hiernach bei sehr delicaten Untersuchungen meistens besser thun, Töne geringerer Intensität, wie sie beim Anblasen durch nur eine schmale Spalte erhalten werden, zu benutzen, wogegen einmal bewiesene Thatsachen vortheilhaft mit bedeutend stärkeren Tönen zur Darstellung gebracht werden können.

b) Vocalklänge.

Nach der Untersuchung der durch das Anblasen von Sinuscurven erzeugten Töne, sind es natürlich die Vocalklänge, welche sich besonders gut eignen die Leistungsfähigkeit der Wellensirene zu prüfen, da diese Klänge so ziemlich die einzigen sind, welche sich kurz mit solcher Bestimmtheit bezeichnen lassen, dass nie ein Zweifel darüber entstehen kann, um was für einen Klang es sich eigentlich handelt. Schon Hermann hat bekanntlich zwei *A*-Curven mit der Wellensirene geprüft, und dabei gefunden, dass der Vocal *A*, mit „überraschender Deutlichkeit“ hervorgebracht wurde, ich selbst prüfte vier Curven, welche den phonophotographischen Aufzeichnungen von Hermann entnommen waren, und welche für den Grundton *c* (Ut_2), die Vocale *U*, *O*, *A*, *E*, darstellen sollten.[1]) Für jede dieser Curven lagen 40 Ordinatenmessungen von Hermann vor, welche ihre Herstellung in grösserem Maassstabe gestatteten, von dem sie dann wie gewöhnlich, photographisch auf die gewünschte Grösse reducirt wurden, um schliesslich jede am Rande einer Scheibe mit 16maliger Wiederholung ausgeschnitten zu werden. Es wurden immer zwei Scheiben zugleich auf den beiden Axen des Apparates aufgesetzt, um die beiden Klänge schnell hintereinander abwechselnd angeben zu können, da im allgemeinen die Deutlichkeit der Vocale stets viel grösser ist, wenn sie kurz an-

1) E. Pflüger, Archiv **53.** p. 19. 23. 24. 27.

gegeben werden, als wenn sie eine längere Dauer haben, und dann auch, wenn sie im Vergleich mit anderen beobachtet werden können, als wenn sie nur allein gehört werden. — An den sechs möglichen Klangpaaren liess sich Folgendes bemerken:

A und *O*. Das *A* war gut aber etwas näselnd, und schien noch klarer und deutlicher zu werden, wenn der Grundton etwas tiefer gewählt wurde. Das *O* war noch besser als das *A*.

A und *U*. Das *U* war schlecht, etwa wie ein Klang zwischen *A* und *Ae*, wogegen eine Scheibe mit 16 Sinuscurven ein durchaus tadelloses, vorzügliches *U* hören liess.

A und *E*. Das *E* war nicht schlecht, besonders sehr kurz und abwechselnd mit *A* angegeben.

O und *U*. Das *U* blieb auch bei der Vergleichung mit dem *O* schlecht, erzeugte man aber das gute *U* mit den Sinuscurven, so erschien jetzt das *O* in Vergleich mit diesem etwas mehr nach einem *Oe* hinzuneigen, als dieses bei seiner Vergleichung mit dem *A* der Fall gewesen war.

O und *E*. Das *E* war wieder nicht schlecht, und das *O* schien jetzt sich etwas dem *A* zu nähern.

U und *E*. Das *E* blieb wie zuvor, es mochte mit dem schlechten *U* der *U*-Curve, oder dem guten der Sinuscurven verglichen werden.

Da das *O*, bei den drei verschiedenen Vergleichungen doch natürlich thatsächlich immer ganz dasselbe war, so ersieht man aus der verschiedenen Art, wie es in diesen drei Fällen aufgefasst wurde, wie sehr das Ohr, selbst wenn es schon ziemlich daran gewöhnt ist, auf Klangfarben und ihre Unterschiede zu achten, in seiner Beurtheilung durch äussere Umstände beeinflusst werden kann.

Die Curven für *A*, *O*, *E*, gaben also in Bezug auf die Deutlichkeit der Vocale, welche sie darstellen sollten, durchaus befriedigende Resultate, und nur von der *U*-Curve konnte dasselbe nicht gesagt werden. Es ist möglich, dass ich bei dieser die absolute Ordinatenhöhe vielleicht zu hoch gewählt hatte, da jedoch in keinem Falle auch bei irgend welcher andern absoluten Ordinatenhöhe dieser Curve die Vortrefflichkeit des *U*-Klanges der Sinuscurven übertroffen werden konnte, so habe ich die Construction dieser Curven in noch andern Dimensionen

unterlassen, besonders da es sich hier ja in keiner Weise um Untersuchungen über Vocalklänge, sondern nur um die Prüfung der Leistungsfähigkeit der Wellensirene handelt. Diese liess sich aber mit allen vier Vocalcurven auch noch weiter vermittels der Interferenzmethode vornehmen.

Wenn man die vier Windspalten der oberen Windlade gegen die vier der unteren allmählich von der Phasendifferenz 0, bis zu der von 1, des Grundtones der Klänge verschiebt, so findet mun dass bei der *A*-Curve eine Reihe von 5 bis 6 den Stössen ähnliche Anschwellungen und Schwächungen eines harmonischen Tones entstehen, der bald der 5., bald der 6. ist, denn da die ersten und letzten Minima- und Maximapunkte dieser beiden Töne sehr nahe aneinander liegen, gelingt es schwer die Reihe der Stösse, welche jedem allein zukommen, gesondert zur Darstellung zu bringen, und nicht unwillkürlich aus der einen Reihe in die andere zu gerathen. Jedenfalls waren es aber der 5. und 6. harmonische Ton, welche sich auf diese Weise als die bei weitem stärksten im Klange herausstellten, durchaus entsprechend den Angaben von Hermann, nach welchen die für diese angewandte *A*-Curve berechneten Amplituden der Partialtöne für den 5. und 6. die hervorragend grössten sind.

Die berechneten grössten Amplituden der *O*-Curve sollten, immer nach Hermann, dem 3. und 5. Tone zukommen, und das Experiment ergab dem entsprechend auch die Stösse des 3. und die des 5. Tones mit grösster Deutlichkeit. An der *E*-Curve liess sich entsprechend den berechneten Amplitudenwerthen die hervorragende Intensität der Octave beobachten, und dann auch noch die des sehr hohen Tones 15 (h, si_5), welcher an mehreren seiner Maximalstellen so laut ertönt, als würde er neben dem Apparate noch besonders gepfiffen.

Ebenso konnte man an der *U*-Curve, für welche der 2. und 5. Ton nach der Berechnung die grössten Amplituden haben sollte, die beiden Stösse der Octave, wie die fünf der Terz über der Doppeloctave sehr gut beobachten, wobei die letzteren, wohl wegen der grösseren Höhe des Tones noch beträchtlich kräftiger und deutlicher als die ersten erschienen. Die vollständige Uebereinstimmung, welche auch hier die Resultate der experimentellen Untersuchung des Klanges der Curve mit

den aus ihr berechneten Amplituden der Theiltöne zeigen, beweist, dass die schlechte Wiedergabe des *U*-Klanges, wie ich sie oben beschrieben, offenbar nicht der mangelhaften Uebertragung der Luftschwingungen durch die Wellensirene, sondern vielmehr der Fehlerhaftigkeit der Curve selbst zugeschrieben werden muss.

Wenn man diese hier beschriebenen Experimente macht, muss man nie vergessen, dass man bei einer Phasenverschiebung zwischen zwei gleichen, an harmonischen Tönen reichen Klängen, nicht nur auf den Theilton allein einwirkt, welchen man gerade einer Untersuchung unterwirft, sondern immer zugleich auch noch auf alle anderen im Klange enthaltenen, die man dabei theils verstärkt, theils schwächt, denn in diesen bei jeder Phasendifferenz verschiedenen Intensitätsverhältnissen der andern Theiltöne ist der Grund zu suchen, warum die Deutlichkeit der Maxima- und Minimastellen des untersuchten Tones nicht überall gleich erscheint, wie ich z. B. am 15. Tone der *E*-Curve besonders bemerkte.

Es finden, wie man sieht, bei der hier angewendeten Interferenzmethode durchaus andere Verhältnisse statt, als bei der, welche darin besteht einzelne Töne oder Tonreihen aus einem Klange durch Interferenzröhren auszuscheiden, wie sie von G. Quincke[1]) schon 1866, für die Untersuchung verschiedener musicalischer Klänge angewendet worden war, und auch ich sie 1872[2]) für die Untersuchung der Vocalklänge vermittels der manometrischen Flammen vorgeschlagen und an einigen Beispielen erläutert hatte, und welche Grätzner und Sauberschwarz[3]) nun neuerdings in hohem Maasse vervollkommnet, bei ihren Untersuchungen angewendet haben.

Schliesslich will ich jetzt nur noch bemerken, dass auch diese vier Vocalcurven, wie die beiden schon von Hermann versuchten *A*-Curven, bei der Umkehrung ihrer Bewegungsrichtung vor den Luftspalten ihre Vocalklänge nicht verändern, und sich also an der Wellensirene gerade ebenso verhalten,

1) G. Quincke, Pogg. Ann. **78.** p. 181. 1866.

2) R. König, Pogg. Ann. **146.** p. 37. 1872 und „Quelque expériences" p. 81.

3) Grützner u. Sauberschwarz, Archiv f. d. ges. Physiologie **61.** p. 1. 1895.

wie die Eingravirungen der Vocalklänge am Phonograph, denn man weiss, dass Fleming Jenkins und J. A. Ewing, bei Gelegenheit ihrer Untersuchungen über Vocalklänge mit dem alten Phonograph von Edison, in der That gefunden haben[1]), dass dieses Instrument die Vocale, wie die Consonanten, bei der umgekehrten Drehung eines Cylinders ebenso wie bei der directen hören lässt, was seitdem durch Experimente von Hermann, auch mit dem vervollkommneten Phonograph von Edison bestätigt worden ist. Die Beibehaltung des Vocalklanges bei der Abscissenumkehrung jeder dieser Curven an der Wellensirene, wie am Phonograph, schliesst aber natürlich die Möglichkeit nicht aus, dass mit beiden Instrumenten bei der Umkehrung der Bewegungsrichtung, kleine Unterschiede in der Klangfarbe, welche an dem specifischen Vocalcharakter derselben nichts ändern, vielleicht bemerkbar werden könnten, wenn man die beiden Klänge abwechselnd ganz schnell aufeinander folgen liesse.

Kurz zusammengefasst sind die Ergebnisse obiger Untersuchungen der Hauptsache nach folgende:

1) Die aus einer schmalen Windspalte unter 0,12 m Wasserdruck austretende Luftlamelle zeigt uuf einer Strecke von 0,010—0,012 m, noch keine merkliche Erweiterung, auch keine Abnahme ihrer scharfen Begrenzung.

2) Die Druckveränderungen der Luft im Zuleitungsrohre durch die Rückwirkung der anblasenden Luftlamelle sind, selbst wenn die Curven ganz nahe vor den Luftspalten vorbeigehen, immer nur sehr schwach, und der Abstand der Curven von den Spalten hat nicht nöthig, mehr als 3 mm zu betragen, damit sie sogar vollständig verschwinden.

3) Von Luftanstauungen, welche vor den vollen Theilen der Curven entstehen, und dann vor den ausgeschnittenen wie Explosionen wirken sollen, und somit eine treue Uebertragung der Curven in Luftschwingungen verhindern, lässt sich bei der genauesten Prüfung keine Spur entdecken.

4) Die Wirbelbewegungen, welche am Rande einer ausgeschnittenen Curve entstehen, wo die anblasende Spalte ihn

---

1) Fluming Jenkins u. J. A. Ewing, Nature **38.** p. 423. 1878.

überragt, sind nicht nur wenn dieser Punkt sich in Ruhe befindet, sondern auch wenn er periodische Bewegungen annimmt, ohne jede tonerzeugende Wirkung.

5) Die Amplitude eines Grundtones, wie eines harmonischen Tones der Wellensirene wächst nach dem Sinusgesetze mit der Spaltenbreite, bis diese die halbe Länge der Curve des betreffenden Tones erreicht hat, und nimmt nach demselben Gesetze wieder ab, bis sie der ganzen Länge dieser Curve gleich geworden ist.

6) Wenn die Anblasespalte vor einer Curve geneigt wird, so erzeugt die Wellensirene einen Klang, welcher einer neuen Curve entspricht, deren Ordinaten die Länge der Geraden haben, welche parallel zur Spalte die ursprüngliche Curve schneiden.

7) Beim Anblasen der Curven, welche den Zusammenklang zweier Töne darstellen, beobachtet man dieselben Erscheinungen wie beim Zusammenklang zweier Stimmgabeltöne.

8) Die bei der Phasenverschiebung zweier Stimmgabeltöne eines harmonischen Intervalles entstehenden Tonschwankungen, wie auch der Einfluss der Phasendifferenz der harmonischen Töne auf die Klangfarbe, welche eine nothwendige, logische Folge dieser Erscheinung ist, lassen sich beide mit der Wellensirene zur Wahrnehmung bringen.

9) Alle Interferenzerscheinungen, welche beim Zusammenklange zweier Tongemische mit verschiedenen Phasendifferenzen von der Theorie gefordert werden, lassen sich mit der Wellensirene, was die relative Intensität der einzelnen Töne zu einander anlangt, auf das deutlichste darstellen, jede geforderte absolute Auslöschung einzelner, oder auch ganzer Reihen von Tönen aus den Klängen, wird jedoch immer nur annähernd erreicht.

10) Der durch das Anblasen von Sinuscurven erzeugte Ton ist bei geringer Intensität und mittlerer Tonhöhe nur von einer leisen Octave begleitet, bei grösserer Tiefe auch wohl noch ausser dieser leisen Octave, von einer noch schwächeren Duodecime. Bei sehr grosser Intensität kann er aber von harmonischen Tönen begleitet sein, die, wenn auch nur sehr schwach, sich doch mitunter sogar bis zum fünften erkennen lassen.

11) Wenn man Vocalcurven anbläst, deren harmonische Bestandtheile bekannt sind, so findet man bei der Analyse ihrer Klänge in diesen dieselben Bestandtheile wieder, die grössere oder geringere Deutlichkeit der Vocale, welche man dabei hört, hängt also hauptsächlich von der Treue der Curven selbst ab, und kann im Falle eines ungünstigen Resultates nicht der fehlerhaften Art ihrer Uebertragung in Luftschwingungen zugeschrieben werden.

Paris, September 1895.

FAUTH, PH., Neue Beiträge zur Begründung einer modernen Selenographie und Selenologie. *II.* X, 66 Seiten 4° mit einem Atlas, enth. 25 topographische Specialkarten des Mondes in Lichtdruck. 1895. M. 15.—

FLEISCHL von MARXOW, Gesammelte Abhandlungen. 544 Seiten mit vielen Abbildungen im Text und 19 Tafeln. 1893. M. 7.50

Die Abhandlungen bewegen sich auf physikalischem, anatomischem und physiologischem Gebiete.

FLETCHER, L., Die optische Indicatrix. Eine geometrische Darstellung der Lichtbewegung in den Krystallen. Übersetzt von H. Ambronn und W. König. IX, 69 Seiten. 1893. M. 3.—

Die Bedeutung dieses Buches liegt ausschliesslich in seiner Methodik. Unabhängig von jeder Vorstellung über die Natur der Lichtschwingungen werden die Gesetze der Lichtbewegung in zweiachsigen Krystallen aus denen der einachsigen auf Grund eines einfachen Analogieschlusses entwickelt.

Für Krystallographen, Mineralogen und Physiker von grossem Interesse.

HAMILTON, W. ROWAN, Elemente der Quaternionen. Deutsch von Dr. Paul Glan. 2 Bände. 1882—1884. M. 34.—

Hamilton's Elements of Quaternions ist bekanntlich das grundlegende und zugleich das ausführlichste und am leichtesten verständliche Werk über diesen wichtigen Zweig der höheren Mathematik. Der Übersetzer hat das Werk in zwei Bände geteilt, um es handlicher zu machen, und zwar enthält der I. Band die vollständige Theorie der Quaternionen mit zahlreichen erläuternden Beispielen, der II. eine systematische Durcharbeitung der Geometrie mittelst der Quaternionen-Rechnung, sowie einige Abschnitte der Physik und der Mechanik.

HECHT, B., Anleitung zur Krystallberechnung. VI und 76 Seiten mit einer Figurentafel u. 5 a. Pauspapier gedruckt. Hilfsprojectionen. 1893. M. 3.—

Die vorliegende Anleitung, für Studierende bestimmt, giebt nach der vom Verfasser herrührenden Methode die allgemeine Lösung der bei der Krystallberechnung auftretenden Aufgaben an und zeigt damit einen Weg, der in jedem Falle zum Ziele führen muss.

HELMHOLTZ, H. v., Wissenschaftliche Abhandlungen. 3 Bände. Mit 2 Porträts und 8 lithographisch. Tafeln in Leinen gebunden unbeschnitten M. 58.— (I. Band VIII, 938 Seiten. 1882. M. 20.—. II. Band VIII, 1021 Seiten. 1883. M. 20.—. III. Band XXXIX, 655 Seiten. 1895. M. 18.—)

Die wissenschaftlichen Arbeiten von Helmholtz sind von beträchtlichem Einfluss auf den Entwickelungsgang der theoretischen Physik unserer Zeit gewesen. Durch die Vereinigung der seiner Zeit als Einzeldrucke oder in verschiedenen wissenschaftlichen Zeitschriften erschienenen Arbeiten in gleichmässigem modernen Wiederabdruck werden dieselben der wissenschaftlichen Welt bequem zugänglich gemacht. —

Die Seitenzahlen der Originalabdrucke sind am Rand beigefügt, sodass Citate derselben auch in der vorliegenden Ausgabe nachgeschlagen werden können. Der III. Band enthält überdies ein Verzeichnis aller Veröffentlichungen H. v. H's.

HERTZ, H., Gesammelte Werke. Band I. Schriften vermischten Inhalts. Etwa 380 Seiten mit vielen Fig., 1 Tafel. Einleitung von Ph. Lenard u. Porträt des Verf. 1895. Preis M. 12.—. Band II. Untersuchungen üb. die Ausbreitung der elektr. Kraft. VIII, 296 S. m. 40 Fig. 2. Aufl. 1895. M. 6.—. Band III. Die Prinzipien der Mechanik in neuem Zusammenhange dargestellt. Mit einem Vorwort von H. v. Helmholtz. XXIX, 312 S. 1894. M. 12.—. In Halbfranz gebunden jeder Band M. 1.50 mehr.

Das Lebenswerk des früh dahingegangenen Gelehrten liegt in den vorstehenden drei Bänden nun abgeschlossen vor. Je mehr man sich in die geistvollen und klaren Darstellungen versenkt, um so mehr bedauert man, dass der Tod seinem Wirken ein so kurzes Ziel gesteckt hat.

HEYDWEILLER, AD., Hülfsbuch für die Ausführung elektrischer Messungen. VIII, 262 Seiten mit 58 Figuren. 1892. geh. M. 6.—, geb. M. 7.—

Das Buch wird jedem willkommen sein, der, sei es zu rein wissenschaftlichen Zwecken, sei es bei praktischem Bedarf mit elektrischen Messungen zu thun hat. Es enthält wohl alle Methoden, die in neuerer Zeit bekannt geworden sind. Dabei ist auf Fehlerquellen und Korrektionen besondere Rücksicht genommen.

3 0112 072672568

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig.

HOPPE, EDM., Geschichte der Elektricität. 642 Seiten mit Figuren. 1884. M. 13.50

Auf eigenen Quellenstudien des Verfassers beruhendes, daher in allen Angaben und besonders auch in den Citaten zuverlässiges Werk; dasselbe ist aus öffentlichen Vorträgen entstanden und für jeden einigermassen physikalisch Gebildeten gut verständlich.

KIRCHHOFF, G. R., Gesammelte Abhandlungen. VIII, 641 Seiten mit Porträt und 2 lithograph. Tafeln. 1882. In Leinen geb. unbeschnitt. M. 15.—
Dazu: **BOLTZMANN, L., Nachtrag.** 137 Seiten mit einer Tafel. 1892. M. 3.60

Die Sammlung enthält Aufsätze aus dem Gebiete der Lehre von der Elektricität und vom Magnetismus, über Elasticität, Optik, Hydrodynamik, Wellentheorie Wärmetheorie und über Emission und Absorption von Licht und Wärme und schliesst mit den berühmten Abhandlungen über Spektralanalyse. Der von Boltzmann nach Kirchhoff's Tode zusammengestellte Nachtrag bildet die willkommene Ergänzung zu dem Hauptwerke.

LOHRMANN, W. G., Mondkarte in 25 Sektionen und 2 Erläuterungstafeln. Neue wohlfeile Ausgabe herausg. von Dr. J. F. Julius Schmidt, mit einem Vorworte von Dr. H. Ebert. 27 Kupfertafeln 4° und Text VIII, 54 Seiten 4°. 1892. M. 25.—

Die von Lohrmann selbst noch vollständig für die Reproduktion mit der Feder ausgearbeiteten Blätter sind ausserordentlich sorgfältig in Kupfer gestochen und machen zufolge der hierdurch bedingten Schärfe und Klarheit aller Formen einen technisch schöneren Eindruck, als die lithographischen Blätter von Neison und Mädler oder als die kräftigen in bräunlich gelbem Ton heliotypisch vervielfältigten Darstellungen Schmidt's.

LOMMEL, E. von, Lehrbuch der Experimentalphysik. Zweite Auflage. XII, 550 Seiten mit 430 Figuren. 1895. geh. M. 6.40, geb. M. 7.20

Das „Lehrbuch der Experimentalphysik", aus den Vorträgen des Verfassers entstanden ist bestrebt, die Grundlehren der Physik, ohne weitläufige mathematische Entwicklungen, dem heutigen Standpunkte unserer Kenntnisse gemäss allgemeinverständlich darzustellen. Unter Anknüpfung an alltägliche Erfahrungen und leicht anzustellende Versuche sind die Thatsachen überall zum Ausgangspunkte gewählt. Die Darstellung ist immer anziehend und klar. So reich die Litteratur an Lehrbüchern der Physik ist, war doch ein wirklich brauchbares Buch über die ganze Physik unter Berücksichtigung der neuen Forschungen auf dem Gebiete der Elektricität ein Bedürfnis.

OHM, G. S., Gesammelte Abhandlungen, herausgegeben mit biographischer Einleitung von Prof. Dr. E. v. Lommel. XV, 857 Seiten mit eingedruckten Figuren und einem Bildnis Ohms. 1892.
In engl. Leinenband, unbeschnitten M. 20.—

Die Sammlung enthält alle von Ohm veröffentlichten Schriften, mit Einschluss der „galvanischen Kette" in chronologischer Reihenfolge, nur mit Ausschluss einiger in Buchform erschienenen Werke. Sie schliesst sich in Ausstattung und Format eng an die im gleichen Verlage erschienenen „Wissenschaftlichen Abhandlungen" von Helmholtz, Kirchhoff und Hertz an.

ROSENBERGER, F., Isaac Newton und seine physikalischen Principien. Ein Hauptstück aus der Entwickelungsgeschichte der modernen Physik. IV, 538 Seiten mit 25 Abbildungen. 1895. ℳ 13.50

Isaac Newton ist von seinem ersten Auftreten in der wissenschaftlichen Welt an in der verschiedensten, ja oft in ganz entgegengesetzter Weise beurtheilt worden und diese Verschiedenheit hat sich in der letzten Zeit nicht verkleinert, sondern eher vergrössert. Es erschien danach als ein nützliches, ja nothwendiges Unternehmen eine neue, auf breitester Grundlage ruhende Darstellung der gesammten wissenschaftlichen Wirksamkeit Newton's wie seiner Wechselwirkungen mit den Zeitgenossen zu unternehmen und eine so viel wie möglich abschliessende Würdigung seiner Verdienste zu versuchen. Der Verfasser hofft damit nicht bloss der Geschichte, sondern auch der Physik der Gegenwart, die doch mit breiter Grundlage noch auf Newton's Principien ruht, nützlich geworden sein.

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig.